

Gliederung

1. Diskontinuierlich aufgebaute Superisolationen	Kf 1	2.3.2. \dot{Q}_{Rad} in bereichsweise IR-transparenten Isolationen	Kf 14
1.1. Berechnung von \dot{Q}_{Gas}	Kf 2	2.4. Gesamtverlustwärmestrom in nicht-transparenten kontinuierlichen Superisolationen	Kf 14
1.2. Abschätzung von \dot{Q}_{FK}	Kf 3		
1.3. Berechnung von \dot{Q}_{Rad}	Kf 5		
1.4. Gesamtverlustwärmestrom in evakuierten Folien-Superisolationen	Kf 6	3. Verbesserung von Wärmeisolierungen	Kf 16
2. Kontinuierlich aufgebaute Superisolationen	Kf 8	4. Verzeichnis der wichtigsten Abkürzungen und Symbole	Kf 18
2.1. Berechnung von \dot{Q}_{Gas}	Kf 8		
2.2. Berechnung von \dot{Q}_{FK}	Kf 8		
2.3. Berechnung von \dot{Q}_{Rad}	Kf 9	5. Schrifttum	Kf 18
2.3.1. \dot{Q}_{Rad} bei nicht-transparenten Isolationen	Kf 11		

In diesem Abschnitt werden Berechnungsverfahren für den Wärmetransport durch Superisolationen beschrieben. Superisolationen sind Wärmeisolierungen, deren Gesamtwärmedurchlässigkeit deutlich kleiner ist als diejenige der ruhenden Luft. Diese Bedingung erreicht man u. a. durch Evakuierung feinkörniger Schüttungen. Noch erheblich geringer sind Wärmeströme durch evakuierte hochreflektierende Metallfolien, Bild 1. Sie zählen zu den diskontinuierlich aufgebauten Superisolierungen, die auch Dewartgefäß (Thermoskannen) und bereichsweise gestützte Isolierungen umfassen. Die diskontinuierlichen Superisolierungen werden in diesem Abschnitt zuerst beschrieben. Im zweiten Teil schließen sich kontinuierlich aufgebaute Superisolierungen (evakuierte Pulver, Fasern) an.

Zusammenfassende Darstellungen der wärmetechnischen Eigenschaften und der Wärmeströme durch Superisolierungen, die z. T. über diesen Abschnitt hinausgehen, sind zu finden bei Kaganer [20] und Tien [34] für tiefe Temperaturen sowie Glaser [16] für den Tief- und Hochtemperaturbereich.

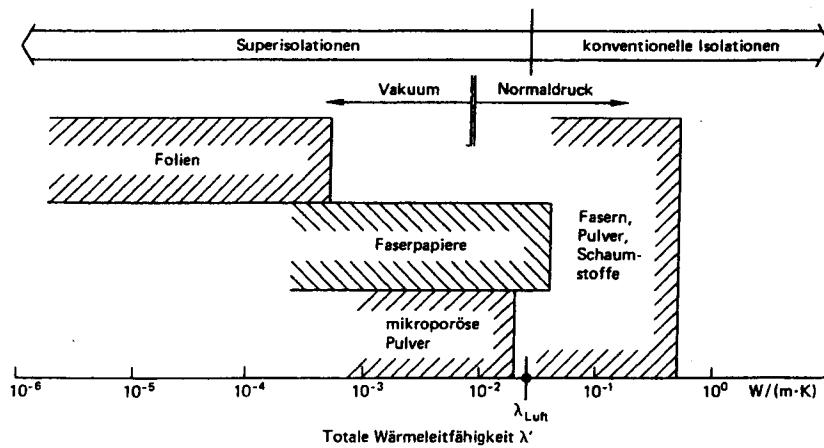


Bild 1.
Übersicht über die mit Superisolierungen erzielbaren Wärmeleitfähigkeiten bei niedrigen Temperaturen.

*) Bearbeiter des Abschnitts Kf: Privatdozent Dr. H. Reiss, Heidelberg

Der Aufbau einer Folien-Superisolation ist in Bild 2 ver deutlicht.

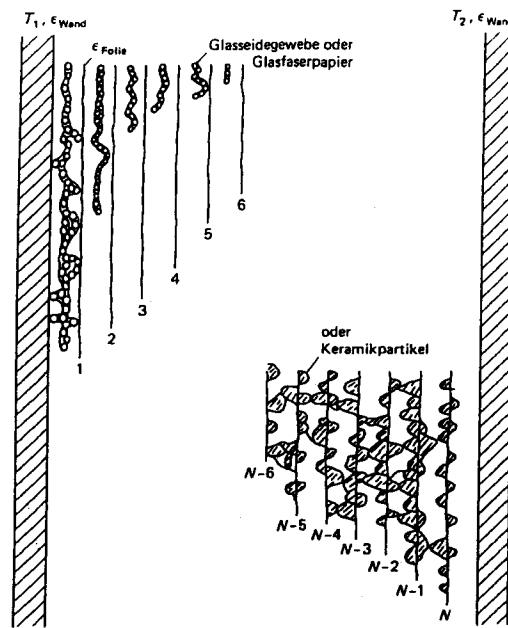


Bild 2. Aufbau (nicht maßstäblich) einer Folien-Superisolation mit verschiedenen Spacern.

Im folgenden werden rechnerische Methoden zur separaten Ermittlung der Verlustwärmeströme \dot{Q}_{Gas} , \dot{Q}_{FK} und \dot{Q}_{Rad} angegeben. Die Anteile \dot{Q}_{Gas} und \dot{Q}_{FK} sind verglichen mit \dot{Q}_{Rad} unter optimalen Betriebsbedingungen klein.

1.1. Berechnung von \dot{Q}_{Gas}

Man prüfe zunächst, wie groß bei einem bestimmten Restgasdruck p_{Gas} die mittlere freie Weglänge l_{Gas} der Gasmolküle ist.

Nach Sutherland [33] gilt

$$l_{\text{Gas}} = \frac{C_1(p_{\text{Gas}})}{1 + C_2/T} \quad (1)$$

mit der absoluten Temperatur T in Kelvin und mit gas spezifischen Konstanten C_1 , C_2 , die für einige Gase in Tabelle 1 angegeben sind (zur Berechnung von l_{Gas} s. Beispiel 1 in Abschn. 2.1.). Für Luft bei Normaldruck und Raumtemperatur ist $l_{\text{Gas}} \approx 0,06 \mu\text{m}$.

Als nächstes ist der mittlere Folienabstand δ abzuschätzen. Bei diesen Isolationen ist im allgemeinen $l_{\text{Gas}} > > \delta$ (d. h., die mittlere freie Weglänge l_{Gas} wird weniger durch Molekül/Molekül-Kollisionen bestimmt, sondern vielmehr durch den mittleren Folienabstand δ beschränkt).

Tabelle 1. Konstanten C_1 und C_2 zur Berechnung von l_{Gas} nach Gl. (1) [1].

Gas	$C_1(p_0)$ [μm]	C_2 [K]
H ₂	105,6	76
N ₂	61	112
O ₂	68,7	132
He	160	79
Ne	111,9	56
Ar	70,3	169
Kr	59,6	142
Xe	48,7	252
H ₂ O	95	600
CO	60,2	100
CO ₂	57	273

C_1 gilt für den Gasdruck $p_0 = 133 \text{ Pa}$; für einen vorgegebenen Wert $p_{\text{Gas}} \neq p_0$ gilt $C_1(p_{\text{Gas}}) = (p_0/p_{\text{Gas}}) \cdot C_1(p_0)$

Für die Restgas-Wärmeleitfähigkeit λ_{Gas} gilt dann (Kaganer [20], S. 6):

$$\lambda_{\text{Gas}}(p_{\text{Gas}}) = \frac{\lambda_0}{1 + 2 \cdot \beta \cdot \text{Kn}} \quad (2)$$

In dieser Gleichung bezeichnet λ_0 die Wärmeleitfähigkeit des Gases bei Normaldruck (s. Tabellen Seite Dc 27 bis Dc 30), β einen Gewichtungsfaktor und Kn die sogenannte Knudsen-Zahl. Der Gewichtungsfaktor β enthält eine Korrekturgröße k zur spezifischen Wärme des Gases gemäß Tabelle 2, das bekannte Verhältnis $\kappa = C_p/C_v$ der spezifischen Wärmehalten bei konstantem Druck bzw. Volumen sowie den Akkommodationskoeffizienten α :

$$\beta = \frac{2 \cdot k \cdot 2 - \alpha}{\kappa + 1} \quad (3)$$

Der Akkommodationskoeffizient ist meistens nur ungenau bekannt. Für die leichten Gase (H₂, He) ist $\alpha \approx 0,3$, für schwere Gase (z. B. N₂) ist α nahe Eins (vergl. z. B. Wakao [36]).

Für die Luft ist $\beta \approx 1,63$.

Die Knudsen-Zahl Kn in Gl. (2) bezeichnet den Quotienten

$$\text{Kn} = \frac{l_{\text{Gas}}}{\delta} \quad (4)$$

Nach Gl. (2) wird λ_{Gas} klein, wenn man

- λ_0 möglichst klein wählt (Edelgase),
- eine möglichst große Knudsen-Zahl Kn anstrebt.

Da durch Evakuieren l_{Gas} ansteigt, erhält man umso größere Kn- bzw. umso kleiner λ_{Gas} -Werte, je niedriger der Druck ist. Aus Gl. (4) folgt, daß man aber auch durch Vorgabe sehr kleiner Folien- (oder Wand-)abstände δ oder, wie in Teil 2 beschrieben, durch feinkörnige Schüttungen mit sehr feinen Poren durchmessern δ große Knudsen-Zahlen erzielen kann. Durch Evakuieren und mittels kleiner δ -Werte gelingt es im technischen Maßstab, die Wärmeleitfähigkeitskomponente λ_{Gas} schließlich völlig zu eliminieren.

Tabelle 2. Korrekturwerte k (zur spezifischen Wärme C_v) für die Berechnung von β in Gl. (3) [12].

Gas	ϑ [°C]						
	-182,6	-78,4	0	100	200	300	400
H ₂	2,35	-	2,03	-	2,12	-	2,19
N ₂	-	-	1,95	-	-	-	-
O ₂	-	-	1,915	-	-	-	-
Luft	-	1,94	1,95	1,945	1,943	-	-
CO	-	-	1,865	-	-	-	-
CO ₂	-	1,805	1,67	1,60	1,56	1,55	-
H ₂ O	-	-	-	1,41	1,395	1,41	1,425
He	-	-	2,43	-	-	-	-
Ne	-	-	2,50	-	-	-	-
Ar	-	-	2,49	-	-	-	-
Kr	-	-	2,49	-	-	-	-
Xe	-	-	2,54	-	-	-	-

Für ein Rechenbeispiel zu λ_{Gas} s. Abschn. 2.1.

Aus dem üblichen Wärmeleitungsgesetz $\dot{Q} = \lambda \cdot F \cdot \Delta T / D$ erhält man mit Gl. (2) für den Wärmeverluststrom \dot{Q}_{Gas}

$$\dot{Q}_{\text{Gas}}(p_{\text{Gas}}) = \lambda_{\text{Gas}}(p_{\text{Gas}}) \cdot F \cdot \Delta T / D \quad [\text{W}] \quad (5)$$

In dieser Gleichung bezeichnet F die Oberfläche der Isolation, ΔT die Temperaturdifferenz zwischen heißer und kalter Wand und D den Wandabstand.

Bei sehr kleinen Restgasdrücken p_{Gas} geht λ_{Gas} aus Gl. (2) in einen direkt zu p_{Gas} proportionalen Ausdruck für die freie molekulare Wärmeleitung (ohne Molekül/Molekül-Kollisionen) über.

1.2. Abschätzung von \dot{Q}_{FK}

Es existiert kein allgemein gültiger geschlossener Rechenausdruck, um \dot{Q}_{FK} in Folien-Superisolationen oder in Dewargefäßen abzuschätzen.

Metallische Kontakte zwischen Strahlungsfolien werden häufig durch Glasseidegewebelagen oder dünne Glasfaserpapiere ("Spacer") oder punktförmige keramische Beschichtungen auf den Metallfolien unterbunden (Bild 2). Diesem Zweck können auch metallbedampfte Kunststoff-Folien dienen. Mit zunehmender Folienzahl nimmt zwar die Strahlungsdurchlässigkeit einer Folien-Superisolation ab, jedoch nehmen die Festkörperkontakte und damit der Verlustwärmestrom \dot{Q}_{FK} zu. Daher gibt es eine optimale Folienzahldichte, Bild 3.

Die Verlustwärmeströme durch Folien-Superisolationen können empfindlich ansteigen, wenn die Folien einer mechanischen Druckbelastung unterworfen sind, Bild 4. Mechanische Druckbelastungen können z. B. auftreten, wenn der Isolationsraum ebene Begrenzungsflächen aufweist und beim Evakuieren der äußere atmosphärische Luftdruck die

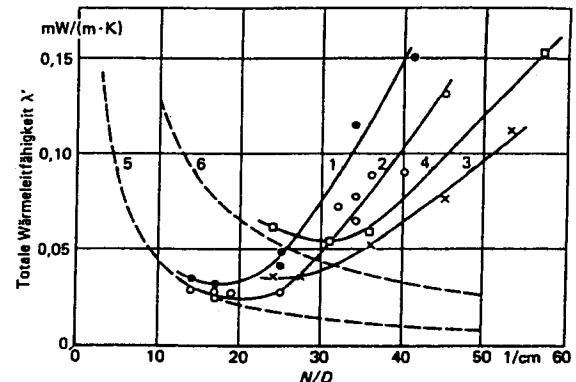


Bild 3. Abhängigkeit der Pseudo-Wärmeleitfähigkeit λ' bei Folien-Superisolationen von der Folienzahl pro Einheit der Isolationsdicke D [20]; Kurven 1 bis 3: Al-Folien mit Glasfaserpapier verschiedener Stärke; Kurve 4: Dracon Al-bedampft, mit Glasseidegewebe; Kurven 5 und 6: theoretische Werte (ohne Berücksichtigung der Festkörperleitung) berechnet mit $\epsilon_{\text{Folie}} = 0,04$ bzw. 0,12; Randtemperatur $T_1 = 293$ K, $T_2 = 90$ K.

Seitenwände verformt. Zur Vermeidung der Wanddeformation sind beispielsweise gestützte Folienisolationen vorgeschlagen worden, Bild 5. Dünne Keramikstifte, Stützen aus mikroporösen Pulverisolationen oder aus Glasfaserpapieren können die Deformation auffangen.

Da die Abstände der Stützen wegen der Festigkeit des Wandmaterials weniger als 10 cm betragen müssen, ergeben sich pro m^2 Isolationsfläche zahlreiche neue Wärmebrücken, welche die Isolationswirkung der Folien schmälern. Dies soll am Beispiel einer durch Keramikstifte gestützten Folienisolierung demonstriert werden: Mit 50 hochflektierenden Strahlungsfolien, bei volliger Evakuierung des Isola-

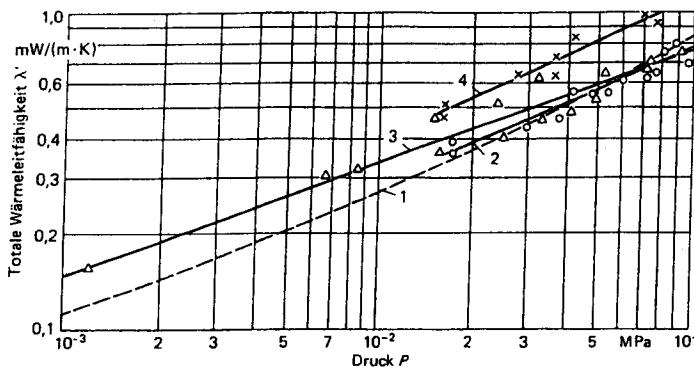


Bild 4.

Abhängigkeit der Pseudo-Wärmeleitfähigkeit λ' bei Al-Folien-Superisolierungen vom Auflagedruck P [20]; Spacermaterialien bei Kurven 1 und 2: Glasfaserpapier verschiedener Stärke; Kurve 3: Glasseidegewebe; Kurve 4: perforiertes Glasfaserpapier; Randtemperaturen wie bei Bild 3.

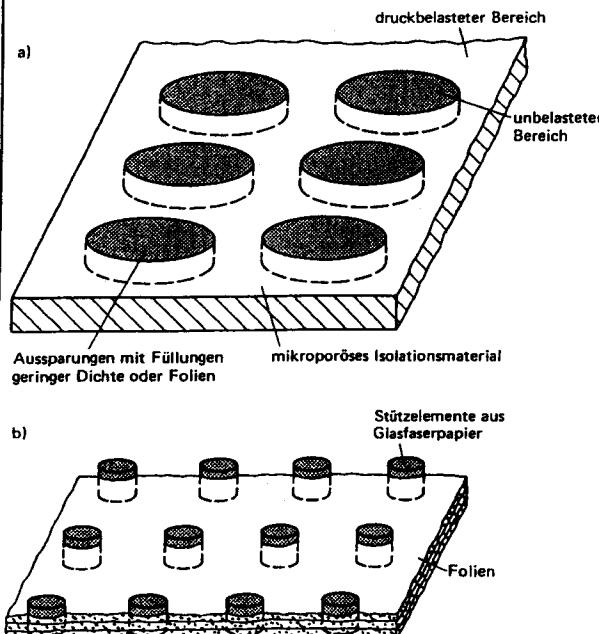


Bild 5. Bereichsweise gestützte Isolationen (nicht maßstäblich); a: mikroporöse Isolation mit nicht-tragenden kreisförmigen Aussparungen, die Folien (oder disperses Isolationsmaterial sehr geringer Dichte) aufnehmen können; b: Stützelemente z. B. aus Glasfasern.

tionsraums und mit den Wandtemperaturen $T_1 = 600$ K, $T_2 = 300$ K beträgt die Wärmestromdichte $\dot{q}_{\text{Total}} = \dot{Q}_{\text{Total}}/F$ etwa 7 bis 10 W/m² (s. Abschn. 1.4.). Der Durchmesser einer Keramikstütze betrage 3 mm. Bei 20 mm Wandabstand und der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_F = 1$ W/(K·m) der Keramik erhält man als Verlustwärmestrom über diese Stütze

$$\dot{Q}_{FK} = \frac{1 \cdot (0,0015^2 \cdot \pi) \cdot 300}{0,020} \left[\frac{\text{W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}}{\text{m} \cdot \text{K} \cdot \text{m}} \right] = 0,1 \text{ W.}$$

Durch 100 Keramikstützen pro m² wird der Gesamtverlustwärmestrom durch die Folienisolation also bereits verdoppelt. (Man benötigt eher noch mehr Stützen, andernfalls muß man die Wanddicke der Außenwände erhöhen und sich mit erheblichen Massen abfinden.)

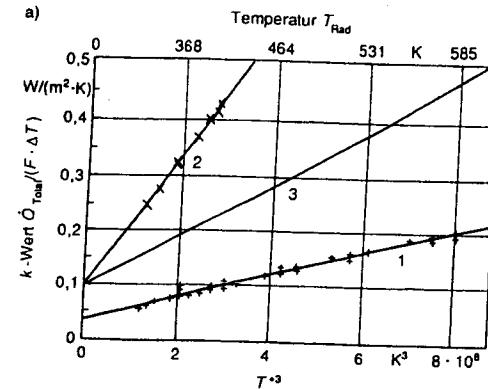
In den Aussparungen der in Bild 5a gezeigten mikroporösen Isolationsplatte können Strahlungsfolien belastungsfrei angeordnet werden. Wegen der relativ hohen Festkörperkontaktwärmefähigkeit des mikroporösen Stützmaterials (ca. 5 mW/(K·m)) betragen die erzielbaren Gesamtwärmeverlustströme aber mindestens das Doppelte der unbelasteten Folienisolierung.

Eine günstigere Lösung können aus (evtl. getempertem) Glasfaserpapier gefertigte Stützen (Bild 5b) bieten, da dessen sehr niedrige Gesamtleitfähigkeit auch bei Auflagedräcken bis zu 5 bar und insbesondere bei hohen Temperaturen kaum zunimmt (Büttner [4]). Ein Verhältnis von gestützter Fläche zur Gesamtfläche der Isolation von 1/5 bis 1/10 erscheint realistisch. Letzteres würde die Gesamtverlustwärmestromdichte auf 10 bis 12 W/m² (bei $\Delta T = 300$ K, $D = 20$ mm) begrenzen (Schäfer [30]), d. h. den Wärmewiderstand der ungestützten Folien kaum verschlechtern.

Bild 6a zeigt als Beispiel den zum totalen Verlustwärmestrom \dot{Q}_{Total} gehörigen "k-Wert", $k = \dot{Q}_{\text{Total}}/(F \cdot \Delta T)$ in W/(m²·K), durch eine bereichsweise gestützte Superisolation (Kurve 1), die aus quadratischen Stützelementen (35 x 35 mm², lichter Stützenabstand im Mittel 70 mm) und zehn durchgehenden Aluminiumfolien mit Glasseide-Zwischenlagen besteht (läßt man die Aluminiumfolien weg, ergibt sich Kurve 2). Die Meßwerte sind aufgetragen gegen die in Abschn. Kf 2.3.1., Gl. (16), definierte mittlere Strahlungstemperatur T^{*3} bzw. gegen T_{Rad} . Zum Vergleich sind die entsprechenden k-Werte für eine nicht-segmentierte, reine Glasfaserisolierung (Kurve 3) angegeben. Der wärmetechnische Vorteil der segmentierten Superisolation ist klar zu erkennen. Alle Meßwerte in diesem Bild sind unter einem Belastungsdruck von 1,16 bar aufgenommen.

Verlustwärmeströme über Stirnflächen des Isolationsbehälters können die Verluste durch die Folien erheblich überschreiten (dies ist z. B. bei vakuumbasierten Rohren zu beachten). Ihre Abschätzung muß analog zu obigem Beispiel vorgenommen werden.

Ebenso können direkte Kontakte zwischen warm- und kaltseitigen Folien, Bild 7a, oder "kalte Folienenden" beim Eckenstoß die Wärmeverluste wegen der lateralen Wärmeleitung der Folien erheblich erhöhen. Diese Verluste werden durch versetzte Folienlagen (Bild 7b bis d) und durch Verwendung Al-bedampfter Mylarfolien (Al-Dicke ca. 50 nm) vermieden.



b)

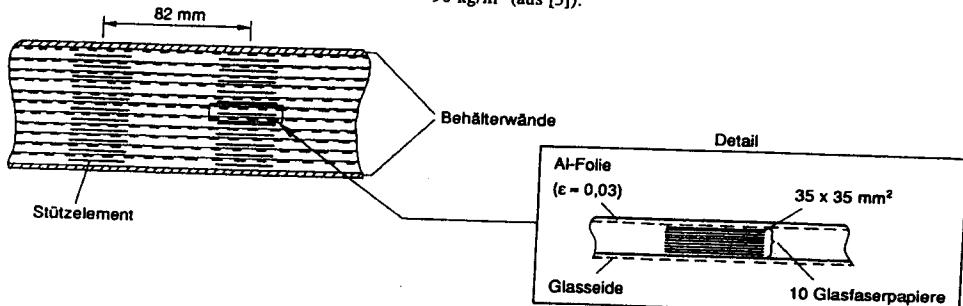


Bild 6. a) Zum Gesamtverlustwärmestrom \dot{Q}_{Total} gehöriger k -Wert $= \dot{Q}_{\text{Total}} / (F \cdot \Delta T)$, von bereichsweise gestützten und nicht-segmentierten, druckbelasteten Superisolierungen (aus [5]) in Abhängigkeit von der mittleren Strahlungstemperatur T_{Rad}^3 bzw. von T_{Rad} (Definition von T_{Rad}^3) in Gl. (16); Kurve 1: Bereichsweise gestützte Superisolation mit Stützen aus Glasfaserpapier und zehn durchgehenden Aluminiumfolien mit Glasseidezwischenlagen (Bild 6b); Flächenanteil der Stützen an der Isolationsgesamtfläche: 18,3 %, mittlerer Stützenabstand 70 mm, Isolationsdicke $D = 15,9$ mm; Kurve 2: gleiche Stützen, jedoch ohne Aluminiumfolien, $D = 15,2$ mm; Kurve 3: nicht-segmentierte reine Glasfaserisolation (Fit an Meßwerte aus [4]), $D = 15,0$ mm. Alle Meßwerte sind unter einem Belastungsdruck von 1,16 bar aufgenommen.

Bild 6. b) Aufbau (schematisch) der bereichsweise gestützten Superisolation (Kurve 1 in Bild 6a) mit Stützen aus Glasfaserpapierlagen und durchgehenden Aluminiumfolien (10 µm Dicke, hemisphärische Emissionsvermögen etwa 0,03), mittlere Dichte dieser Isolation etwa 90 kg/m³ (aus [5]).

1.3. Berechnung von \dot{Q}_{Rad}

Es seien N dünne hochreflektierende Folien, z. B. aus Al oder Ni zwischen parallelen ebenen Wänden mit den Temperaturen T_1 und T_2 senkrecht zum Temperaturgradienten in einem evakuierten Isolationsvolumen angeordnet (Bild 2). Bezeichnen $\varepsilon_{\text{Wand}}$ das als temperatur- und wellenlängenunabhängig angenommene hemisphärische thermische Emissionsvermögen beider Wände (Wandflächen F), $\varepsilon_{\text{Folie}}$ das entsprechende Emissionsvermögen der Folien und sind $\eta_{\text{Wand}} = \varepsilon_{\text{Wand}} / (2 - \varepsilon_{\text{Wand}})$ sowie $\eta_{\text{Folie}} = \varepsilon_{\text{Folie}} / (2 - \varepsilon_{\text{Folie}})$ die entsprechenden reduzierten Emissionsvermögen, so lautet die Strahlungsstromdichte $\dot{q}_{\text{Rad}} = \dot{Q}_{\text{Rad}} / F$ (vergl. Kaganer [20], S. 33 bis 35):

$$\dot{q}_{\text{Rad}} = \frac{\dot{q}_{\text{Rad},0}}{1 + N \cdot \frac{\eta_{\text{Wand}}}{\eta_{\text{Folie}}}} \quad [\text{W/m}^2] \quad (6).$$

Hiermit ist angenommen, daß die ε aller Folien gleich sind. In Gl. (6) ist $\dot{q}_{\text{Rad},0}$ die Strahlungsstromdichte ohne Folien

$$\dot{q}_{\text{Rad},0} = \varepsilon_{\text{eff}} \cdot \sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4) \quad [\text{W/m}^2] \quad (7a)$$

mit den Absoluttemperaturen T_1 und T_2 in Kelvin und

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{1}{2/\varepsilon_{\text{Wand}} - 1} = \eta_{\text{Wand}}.$$

Die Größe σ bezeichnet die Stefan-Boltzmann-Konstante, $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$. Numerische Werte für

thermische Emissionsvermögen ε können den Seiten Ka 3 bis 4 entnommen werden.

Man beachte, daß für $\dot{q}_{\text{Rad},0}$ (Gl. (7a)) und somit auch für \dot{q}_{Rad} (Gl. (6)) Ausdrücke angegeben werden, welche nicht die Struktur des üblichen Wärmeleitungsgesetzes $\dot{Q} = \lambda \cdot F \cdot \Delta T / D$ mit einer ausschließlich stoffspezifischen Wärmeleitfähigkeit haben (es ist also nicht immer möglich, eine "Strahlungsleitfähigkeit" λ_{Rad} anzugeben, siehe Abschn. 2.3).

Wenn die Wandinnenflächen verspiegelt sind (z. B. durch Elektropolieren), ist $\varepsilon_{\text{Wand}} \equiv \varepsilon_{\text{Folie}}$. Für die ebenen parallelen Wände ist dann

$$\dot{q}_{\text{Rad}} = \frac{\dot{q}_{\text{Rad},0}}{1 + N} = \frac{1}{1 + N} \cdot \frac{\sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{2/\varepsilon - 1} \quad [\text{W/m}^2] \quad (9).$$

Ohne Folien ($N = 0$) ergibt sich aus Gl. (9)

$$\dot{q}_{\text{Rad}} = \frac{\sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{2/\varepsilon - 1} \quad [\text{W/m}^2] \quad (7b).$$

Dieser Ausdruck gilt auch für die Seitenwände des zylindrischen Dewargefässes, wenn beide Wandinnenflächen gleichermaßen verspiegelt sind.

Hat aber Wand 2 diffuse Reflexionseigenschaften (Wand 1 beliebig), geht Gl. (7b) in die auf Seite Ka 5 genannten Gl. (6) und (8) über.

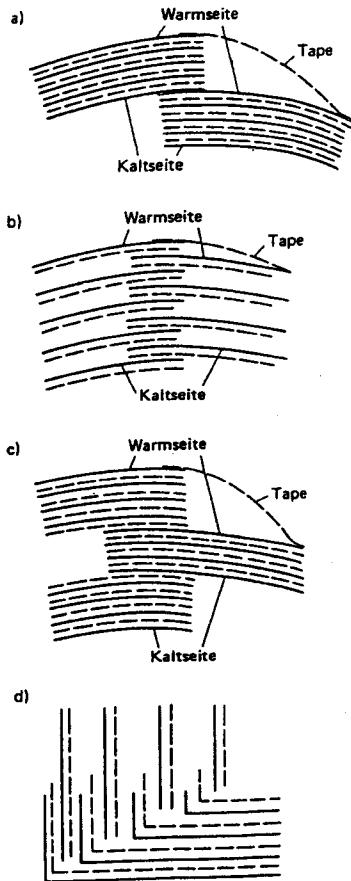


Bild 7. Überlappungen bei Folien-Superisolationen (nach [22]): a: Einfache Überlappung (größte Wärmeverluste); b: Schichtweise Überlappung, c: Lagenweise Überlappung, d: Eckenstoß; nach [22] verringerte sich der Gesamtwärmeverlust eines zylindrischen Testbehälters bei schichtweiser und lagenweiser Überlappung gegenüber Fall a um 7 % bzw. 2 %; diese Verbesserungen sind jedoch konfigurationsabhängig.

1.4. Gesamtverlustwärmestrom in evakuierten Folien-Superisolationen

Der Gesamtwärmeverlust lautet in guter Näherung

$$\dot{Q}_{\text{Total}} = \dot{Q}_{\text{Gas}} + \dot{Q}_{\text{FK}} + \dot{Q}_{\text{Rad}} \quad (10)$$

mit den \dot{Q}_{Gas} nach Gl. (2) und (5) sowie \dot{Q}_{Rad} aus Gl. (6) bis (9). Den Anteil \dot{Q}_{FK} muß man nach Abschn. 1.2 abschätzen. Wärmeverluste durch freie Konvektion entfallen, wenn die Folien-Isolationen, wie hier vorausgesetzt, evakuiert sind. (Auch bei $p_{\text{Gas}} \leq 10^5 \text{ Pa}$ wird bei nicht zu großen Folienabständen keine freie Konvektion beobachtet; im Zweifelsfall muß man nach Abschn. Fa mittels der Rayleigh-Zahl abschätzen, wann freie Konvektion einsetzt.)

Diese Näherung basiert auf der Annahme, daß die einzelnen Wärmestromkomponenten \dot{Q}_{Gas} , \dot{Q}_{FK} und \dot{Q}_{Rad} (wie hier geschehen) unabhängig voneinander berechnet werden dürfen. Dies ist bei sehr kleinen Restgasdrücken und gro-

ßen Folienzahl (beides wird bei Folien-Superisolationen in der Regel verwirklicht) richtig. Folgende Einschränkungen sind jedoch zu beachten:

- a) Bei merklichen Restgasdrücken können Festkörperkontakt-Wärmeströme gegenüber dem abgeschätzten Wert vergrößert sein (dergleichen wurde von Fricke [14] beobachtet; man kann dies als eine scheinbare Vergrößerung der Kontaktflächen interpretieren);
- b) Die Forderung nach Energieerhaltung koppelt alle Wärmestromkomponenten entsprechend ihrer jeweiligen Temperaturabhängigkeit über das Temperaturprofil in der Superisolierung. Sehr genaue Analysen müssen dementsprechend die strenge Kopplung der Wärmetransportmechanismen beachten. Die einfache "additive Näherung" in Gl. (10) genügt jedoch für die Beschreibung von regulären Superisolierungen.

Trägt man \dot{Q}_{Total} gegen den Restgasdruck p_{Gas} auf, Bild 8, so resultiert der von dispersen Isolationen (Abschn. 2) her

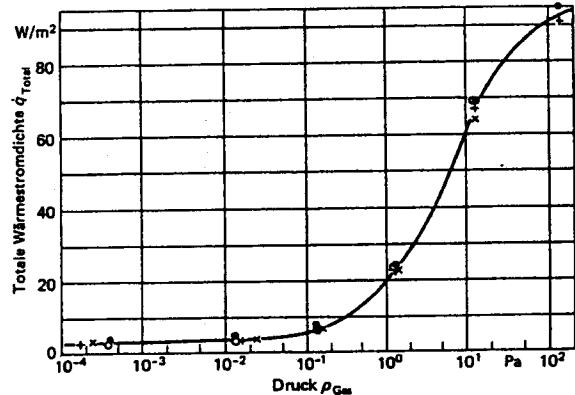


Bild 8. Totale Verlustwärmestromdichte $\dot{q}_{\text{Total}} = \dot{Q}_{\text{Total}}/F$ von Folien-Superisolierungen in Abhängigkeit von Restgasdruck p_{Gas} [22]; geschlossene Kreise: 9 µm Al-Folie und Tissuglas; schräge Kreuze: 0,25 µm Al beidseitig auf 12 µm Polyesterfolie, und Tissuglas; senkrechte Kreuze und offene Kreise: 0,25 µm Al beidseitig auf 6 µm Polyester- bzw. 12,5 µm Polyimidfolie, und Polyestervlies.

bekannte S-förmige Kurvenverlauf. Er ist wie folgt zu erklären: Bei hohen Gasdrücken ist \dot{Q}_{Gas} dominierend. Da λ_{Gas} dort konstant (d. h. unabhängig von p_{Gas}) ist, gilt dies auch für \dot{Q}_{Gas} bzw. für \dot{Q}_{Total} . Bei sehr kleinen Drücken ist \dot{Q}_{Gas} verschwindend klein. Dort ist nur noch die Summe $\dot{Q}_{\text{FK}} + \dot{Q}_{\text{Rad}}$ messbar, die nicht vom Restgasdruck abhängt. Wie Bild 8 zeigt, verringert sich \dot{q}_{Total} hier auf Werte unter 10 W/m². Zwischen diesen beiden Druckbereichen verringert sich mit abnehmendem p_{Gas} die Komponente \dot{Q}_{Gas} entsprechend Abschn. 1.1. Tabelle 3 und 4 enthalten experimentell bestimmte totale Verlustwärmestromdichten $\dot{q}_{\text{Total}} = \dot{Q}_{\text{Total}}/F$ von Folien-Superisolierungen bei tiefen und hohen Temperaturen für verschiedene Folien- und Spacer-Materialien, Perforationen (zur Verkürzung der Entgasungszeiten) und Wickelkräfte. (Diese Tabellen sind ein Auszug aus der weit umfangreicheren Dokumentation von Langer [22].)

Tabelle 3. Totale Verlustwärmestromdichten \dot{q}_{Total} durch Folien-Superisolationen (Restgasdruck $\leq 10^{-3}$ Pa) bei tiefen Temperaturen [22]; die Wickelkräfte beziehen sich auf 70 cm Folienbreite.

Folienmaterial	Spacermaterial	Isolationsdicke [mm]	ΔT [K]	\dot{q}_{Total} [W/m ²]
A) 0,25 µm Al einseitig auf 6 µm Polyester, $N = 5$, Perforation 1/2 %, Wickelkraft 0,4 N	Fibrex H 3204 ¹⁾	1,4	212	4,1
	Fibrex H 3002 ¹⁾	1,5	213	4,1
	Cevetex ²⁾	3,6	211	3,6
	Tissuglas ³⁾	1,9	211	3,5
	Interglasgewebe ⁴⁾	2,1	210	4,3
	Perlongewebe ⁵⁾	2,9	212	4,8
B) gleiche Anordnung wie unter A), aber Folien geknärrt	ohne	4,9	210	4,4
	ohne	5,8	208	3,7
C) gleiche Anordnung wie unter A), aber verschiedene Perforationen: 0,1 % 2,5 %	Polyestervlies 1751 ⁶⁾	2,4	211	3,4
		2,5	212	4,2
D) gleiche Anordnung wie unter A), aber verschiedene Wickelkräfte 2 N 9,8 N 19,6 N 34,3 N 44,1 N 54 N	Polyestervlies 1751 ⁶⁾	1,8	211	4,2
		0,7	210	5,5
		0,6	209	6,6
		0,5	210	6,9
		—	208	9,1
		—	207	9,7
E) 0,25 µm Al beidseitig auf 6 µm Polyester, sonst wie A)	Polyestervlies 1751 ⁶⁾	2,7	210	2,7
0,25 µm Al beidseitig auf 12,5 µm Kapton, Perforation 0,1 %, sonst wie A)	Polyestervlies 1751 ⁶⁾	2,5	212	3,0

1) Thermisch verfestigte Polyesterfaser (mittlere Dicke 30 bis 50 µm, Flächengewicht 20 g/m²).2) Alkalifreie Glasseide (40 µm, 27 g/m²), Dexol.3) Borsilikatglasfaserpapier (23 µm, 4 g/m²).4) Alkalifreie Glasseide (40 µm, 27 g/m²).5) Perlonfasern (100 µm, 17 g/m²).6) Polyesterfasern mit Binder (89 µm, 20 g/m²).Tabelle 4. Totale Verlustwärmestromdichten \dot{q}_{Total} durch Folien-Superisolationen bei mittleren und hohen Temperaturen (Wickelkräfte auf 70 cm Folienbreite bezogen); Meßwerte A bis C aus [22].

Folienmaterial	Spacermaterial	Isolationsdicke [mm]	ϑ_1 [°C]	ΔT [K]	\dot{q}_{Total} [W/m ²]
A) 0,25 µm Al einseitig auf 6 µm Polyester, $N = 5$, Perforation 0,1 %, Wickelkraft 0,4 N	Polyestervlies 1751 ¹⁾	1,8	50	34,2	2,1
		1,8	100	72,8	6,8
B) 9 µm Al-Folie, $N = 5$, Perforation 0,1 %, Wickelkraft 13 N	Dexiglaspapier ²⁾	1,5	50	31,8	1,9
		1,5	100	68,6	4,9
		1,5	150	102	9,0
		1,5	200	131,9	15,2
		1,5	250	158,4	24,7
C) 9 µm Al-Folie, $N = 5$, keine Perforation, ebene Lagen, $p_{\text{Gas}} \leq 1,6 \cdot 10^{-3}$ Pa 12,7 µm Ni-Folie, $N = 5$, kaltgewalzt, keine Perforation, ebene Lagen, $p_{\text{Gas}} \leq 1,4 \cdot 10^{-3}$ Pa	Tissuquarz ³⁾	0,8	197,5	162,5	42,7
		1,2	349,3	300	99,3
	Tissuquarz ³⁾	1,2	501,1	417,4	227
		1,2	647,5	515	416
		1,2	790,0	595,3	688
D) Geprägte Al-Folie, $N = 42$ (Linde-Kryoisolierung), $p_{\text{Gas}} \leq 2 \cdot 10^{-4}$ Pa	Glasseidegewebe	20	307	270	12

1) Polyesterfasern mit Binder (mittlere Dicke 89 µm, Flächengewicht 20 g/m²).2) Borsilikatglasfaserpapier (76 µm, 16 g/m²).3) Quarzfasern (100 µm, 20 g/m²).Die mit einem Stern (*) versehenen Meßwerte können nur zur Abschätzung von \dot{q}_{Total} dienen.

2. Kontinuierlich aufgebaute Superisolationen

Während in Beschreibungen des Wärmetransports durch disperse Schüttungen (s. a. Abschn. Deb) der Korndurchmesser meistens deutlich größer ist als die Wellenlänge der Wärmestrahlung, soll hier der Wärmetransport durch erheblich feinkörnigere Medien untersucht werden. Zu den feinkörnigen Superisolationen gehören die evakuierten Pulver- und Faserisolierungen. (Schaumstoffe werden hier nicht beschrieben.)

Es wird vorausgesetzt, daß die Durchmesser ihrer Teilchen oder Hohlräume zwischen den Teilchen höchstens gleich der Wellenlänge der Wärmestrahlung (1 bis 500 μm) sind, die von der zu isolierenden Wärmequelle ausgesandt wird. In diesem Fall wird die Isolationssubstanz als Kontinuum gegenüber Strahlungsausbreitung angesehen (Abschn. 2.3). Wie in Abschn. 1 wird die Berechnung der totalen Wärmeverlustströme komponentenweise vorgenommen.

2.1. Berechnung von \dot{Q}_{Gas}

Die Ermittlung von \dot{Q}_{Gas} erfolgt nach den gleichen Methoden wie in Abschn. 1.1 dargelegt. Nach Berechnung der mittleren freien Weglänge l_{gas} gem. Gl. (1) muß der mittlere Porendurchmesser δ (mittlerer Durchmesser der Hohlräume zwischen den Isolationsteilchen) ermittelt werden. Wenn keine experimentell gesicherten Werte für δ vorliegen (z. B. aus Messungen der Kapillardepression mit einer nichtbenetzenden Flüssigkeit, aus BET-Adsorptionsisothermen oder aus Kapillarkondensation), kann δ wie folgt abgeschätzt werden (Verschoor [35]):

$$\delta = C_3 \cdot d / (1 - \Pi) \quad [\text{m}] \quad (11)$$

Hierin bezeichnet C_3 eine Konstante, $C_3 = 0,667$ für sphärische Teilchen, $C_3 = 0,785$ für Fasern, sowie d den Teilchendurchmesser [μm] und Π die Porosität der Isolation. Wenn Π sehr nahe eins ist, kann man Gl. (11) nicht mehr anwenden.

Beispiel 1

Man berechne λ_{Gas} von N_2 bei 1/100 des atmosphärischen Drucks und $T = 300 \text{ K}$ in einer Schüttung sphärischer Teilchen (Teilchendurchmesser 1 μm , Pulverdichte $\rho_p = 300 \text{ kg/m}^3$, Dichte der Festkörpergrundsubstanz $\rho_F = 5000 \text{ kg/m}^3$).

Lösung:

Es ist $p_{\text{Gas}} = 10^3 \text{ Pa}$. Aus Tabelle 1 folgt

$$C_1(p_{\text{Gas}}) = \frac{133}{10^3} \cdot 61 \mu\text{m} = 8,1 \mu\text{m}. \text{ Weiterhin ist } C_2 = 112 \text{ K.}$$

$$\text{Hiermit ergibt sich } l_{\text{gas}} = \frac{8,1}{1 + 112/300} \mu\text{m} = 5,9 \mu\text{m}.$$

Die Porosität beträgt $\Pi = 1 - \rho_p/\rho_F = 1 - 300/5000 = 0,94$. Für den Porendurchmesser δ resultiert aus Gl. (11) mit $C_3 = 0,667$ und dem Teilchendurchmesser $d = 10^{-6} \text{ m}$:

$$\delta = 0,667 \cdot 10^{-6} / (1 - 0,94) = 1,11 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 11,1 \mu\text{m}. \text{ Die Knudsen-Zahl beträgt daher } Kn = 5,9/11,1 = 0,53.$$

Für N_2 erhält man bei $T = 300 \text{ K}$ aus Tabelle 2 den Wert $k = 1,95$. Das Verhältnis $x = C_p/C_v$ des zweiatomigen Gasmoleküls N_2 beträgt bei $f = 5$ Freiheitsgraden ($f + 2)/f = 1,4$.

$$\text{Mit } \alpha = 1 \text{ wird daher } \beta = \frac{2 \cdot 1,95}{1,4 + 1} = 1,63$$

Für λ_0 von N_2 bei $T = 300 \text{ K}$ erhält man aus einschlägigen Tabellenwerken (z. B. Abschn. Dc, S. 27) $\lambda_0 = 0,026 \text{ W/(K}\cdot\text{m)}$. Für λ_{Gas} resultiert nach Gl. (2) schließlich $\lambda_{\text{Gas}} = \lambda_0 / (1 + 2 \cdot 1,63 \cdot 0,53) = \lambda_0 / 2,73 = 0,0095 \text{ W/(K}\cdot\text{m)}$.

In Gl. (11) bezeichnet Π die durch die Hohlräume zwischen den Teilchen erzeugte Porosität. In Schüttungen monodisperser Teilchen und in Faserisolationen existiert nur diese Porosität. Wenn aber die Teilchen selbst noch eine Kornporosität Π' aufweisen (z. B. bei SiO_2 -Aerogel), muß Gl. (2) durch einen zweiten Term ergänzt werden (vergl. Kaganer [20], S. 67 bis 68 und 71 bis 75).

Wie in Abschn. 1.1 ist $\dot{Q}_{\text{Gas}} = \lambda_{\text{Gas}} \cdot F \cdot \Delta T / D$ (Gl. (5))

2.2. Berechnung von \dot{Q}_{FK}

Wegen der sehr kleinen Teilchendurchmesser spielen hier die Kontaktwärmedrähte eine große Rolle für den Wärmedurchgang.

Die untenstehenden Kontakt-Wärmeleitungsausdrücke λ_{FK} beruhen auf einer Verknüpfung der Festkörperwärmeleitfähigkeit λ_F des Grundmaterials mit den aus der Elastizitätstheorie berechneten Kontakttradien. Weiterhin geht die Anzahl von Kontaktstellen zwischen den Teilchen der Isolationschüttung in die Formel für λ_{FK} ein.

Es bezeichne λ_F [$\text{W}/(\text{K}\cdot\text{m})$] die Festkörperwärmeleitfähigkeit des Materials, aus dem die Isolationsteilchen gefertigt sind, und P [N/m^2] den mechanischen Auflagedruck auf die Isolation. Für eine Schüttung sphärischer Teilchen resultiert für die Kontaktwärmeleitfähigkeit λ_{FK} bei elastischer Deformation der Teilchenoberflächen in den Kontaktbereichen (Kaganer [20], S. 18 bis 21)

$$\lambda_{\text{FK}} = 3,44 \cdot (1 - \Pi)^{4/3} \cdot [(1 - \gamma^2)/Y]^{1/3} \cdot \lambda_F \cdot P^{1/3} \quad [\text{W}/(\text{K}\cdot\text{m})] \quad (12)$$

Bei einem regelmäßigen Netzwerk von Fasern, Bild 9, ergibt sich (Kaganer [20], S. 22 bis 25)

$$\lambda_{\text{FK}} = \frac{16 \cdot (1 - \Pi)^2}{\pi^2} \cdot \frac{\lambda_F}{\frac{1}{1,86 \cdot A \cdot P^{1/3}} + \frac{1}{4 \cdot (1 - \Pi)}} \quad [\text{W}/(\text{K}\cdot\text{m})] \quad (13)$$

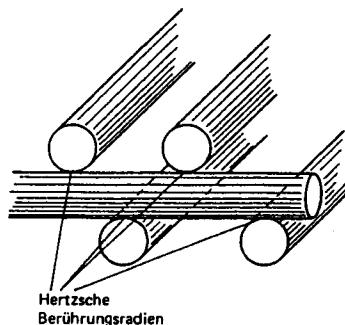


Bild 9. Regelmäßiges Netzwerk; Idealisierung einer Faserisolation.

Dem Netzwerk kommt man bei Verwendung von Glasfaserpapieren in etwa nahe, Bild 10.

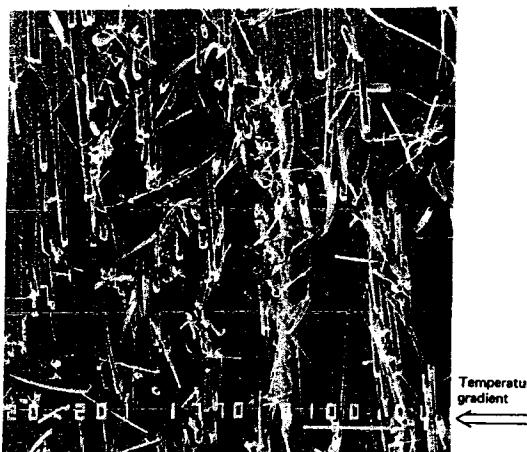


Bild 10. Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Glasfaserpapiers (von der Seite gesehen); die Länge des horizontalen Balkens bezeichnet 100 µm.

In Gl. (12) und (13) bezeichnen γ die Querkontraktionszahl (bei keramischen Teilchen oder Glasfasern in etwa gleich 0,22), Y den Elastizitätsmodul der Grundsubstanz und $A = ((1 - \gamma^2)/(Y(1 - \Pi)^2))^{1/3}$. Bild 11 zeigt λ_{FK} für sphärische Teilchen und für Glasfasern, berechnet nach Gl. (12) und (13). Nach Gl. (12) und (13) ist λ_{FK} unabhängig vom Teilchendurchmesser.

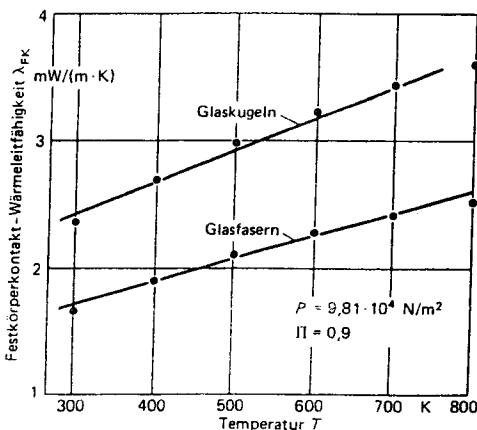


Bild 11. Festkörperkontaktwärmeleitfähigkeit λ_{FK} in Abhängigkeit von der Temperatur T einer Schüttung sphärischer Teilchen und eines regelmäßigen Netzwerkes von Fasern, berechnet nach Gl. (12) und (13) mit $\Pi = 0,9$, $\gamma = 0,22$, $P = 9,81 \cdot 10^4$ Pa und mit temperaturabhängigen Werten von Y und λ_F .

Beispiel 2

Für die Schüttung sphärischer Teilchen des Beispiels 1 in Abschn. 2.1 berechne man λ_{FK} unter der Annahme, daß $\gamma = 0,22$, $Y = 6,7 \cdot 10^{10}$ Pa (Wert für Borosilikatglas bei $T = 300$ K), $\lambda_F = 1$ W/(K·m) und $P = 10^5$ Pa.

Lösung:

Aus Gl. (12) folgt mit diesen Werten

$$\lambda_{FK} = 3,44 \cdot (1 - 0,94)^{4/3} \cdot [(1 - 0,22^2)/6,7 \cdot 10^{10}]^{1/3} \cdot (10^5)^{1/3} = 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ W/(K·m)}$$

Nach Gl. (12) und (13) hängt λ_{FK} bei sphärischen und faserförmigen Teilchen und elastischer Deformation von der dritten Wurzel des Auflagedrucks P [Pa] ab. Diese Abhängigkeit wurde für eine aus evakuierten Glasfaserpapieren aufgebaute Superisolation bei kleinen Auflagedrücken experimentell bestätigt, Bild 12. Bei nichtelastischer Deformation hat man eher eine $P^{1/2}$ -Abhängigkeit von λ_{FK} zu erwarten.

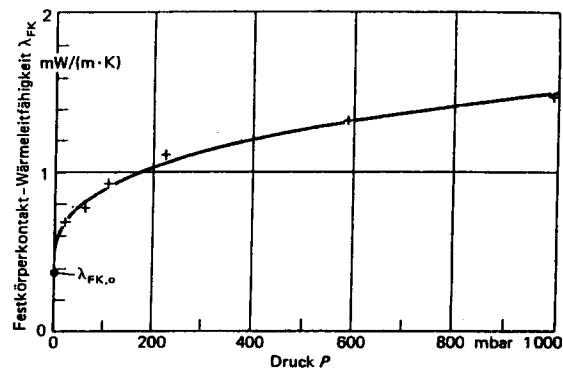


Bild 12. Experimentell ermittelte Abhängigkeit von λ_{FK} vom Auflagedruck P bei kleinen P [4]: die durchgezogene Kurve bezeichnet eine Anpassung $\lambda_{FK} = \lambda_{FK,0} + \alpha \cdot P^{1/3}$ nach kleinsten Fehlerquadraten ($\lambda_{FK,0} = 0,37$ mW/(K·m), $\alpha = 0,11$ mW/(K·m·mbar^{1/3})).

Auf λ_{FK} von Schaumstoffen kann hier nicht eingegangen werden.

\dot{Q}_{FK} erhält man mit λ_{FK} durch Anwendung des üblichen Wärmeleitungsgesetzes.

2.3. Berechnung von \dot{Q}_{Rad}

Die hier angegebenen Berechnungsverfahren unterscheiden sich deutlich von denen, die für disperse Schüttungen angegeben werden (s. a. Abschn. Deb). Während dort Strahlungsausbreitung durch einen von Oberflächeneigenschaften (Emissionskoeffizienten ϵ) und Oberflächenabständen (effektiver Strahlungsweg X_R) bestimmten Austauschprozeß beschrieben wird, muß hier wegen der kleinen Teilchendurchmesser auch das Eindringen der Strahlung in die Teilchen beachtet werden. Daher wird hier Strahlungsausbreitung als Transportprozeß, im Idealfall sogar als Diffusionsprozeß aufgefaßt. Die für die Berechnung des Strahlungswärimestromes wichtigen Parameter umfassen daher nicht mehr auf Oberflächen/Oberflächen-Austauschwechselwirkungen beschränkte Überlegungen, sondern den Gesamteinfluß der Teilchen auf die Strahlungsauslösung entlang einer mittleren freien Weglänge. Die Berechnung von \dot{Q}_{Rad} ist erheblich schwieriger als die der übrigen Komponenten. Man muß zuvor prüfen, ob das feinkörnige Isolationsmaterial in dem für die Wärmebilanz wichtigen Bereich der Wellenlängen des thermischen Spektrums nicht-transparent oder trans-

parent ist. Ist es nicht-transparent, kann auch der Verlustwärmestrom durch Strahlung in Form eines Wärmeleitungsausdrucks mit einer "Strahlungsleitfähigkeit" λ_{Rad} geschrieben werden (s. Abschn. 2.3.1.). Im anderen Fall (s. Abschn. 2.3.2.) ist dies ohne größere Fehler nicht möglich.

Eine kontinuierlich aufgebaute Substanz ist nichttransparent, wenn ihre optische Dicke τ_0 groß gegen eins ist ($\tau_0 \geq 15$ genügt dieser Forderung). Die optische Dicke $\tau_0(\Lambda)$ bei einer bestimmten Wellenlänge Λ ist definiert als

$$\tau_0(\Lambda) = \int_0^D E(\Lambda) \cdot ds \quad (14).$$

Darin ist D [m] die Dicke der Isolation (die hier als konstant angenommen sei) und $E(\Lambda)$ [1/m] der spektrale Extinktionskoeffizient. Es sei vorläufig angenommen, daß die disperse Isolationssubstanz die Strahlung isotrop, d. h. in allen Raumrichtungen gleichmäßig streut (gekennzeichnet durch den Extinktionskoeffizienten E ohne Stern, der im bekannten Lambert-Beerschen-Gesetz definiert ist). Diese Annahme kann nur eine erste Näherung sein. Zur Berücksichtigung anisotroper Streuung, die viele reale Isolationssubstanzen zeigen, kann man E in einem Effektivwert E^* überführen; vergl. die Ausführungen nach Beispiel 5.

In homogenen Medien ist der Extinktionskoeffizient ortsunabhängig, d. h. $\tau_0(\Lambda) = E(\Lambda) \cdot D$. In Medien, deren Extinktionskoeffizient E darüber hinaus unabhängig von der Wellenlänge ist (d. h. in sog. grauen Medien), ist die optische Dicke bei allen Wellenlängen einfach durch $\tau_0 = E \cdot D$ gegeben. Solche Medien bilden aber bestenfalls Ausnahmen vom spektralen Verhalten der überwiegenden Mehrheit realer Substanzen.

Erfahrungsgemäß führen die in Abschn. 2.3.1. aufgeführten Berechnungsverfahren zu guter Übereinstimmung mit Experimenten, wenn $\tau_0(\Lambda)$ bei allen Λ mindestens etwa 15 beträgt.

Beispiel 3

An Hand des in Bild 13 zur leichteren Handhabung als Säulendiagramm angegebenen Extinktionsspektrums $E(\Lambda)$ einer kontinuierlich aufgebauten, homogenen Glasfaserisolierung berechne man, wie dick die Isolation sein muß, damit $\tau_0(\Lambda)$ bei allen Wellenlängen Λ innerhalb des Bereichs $1 \leq \Lambda \leq 20 \mu\text{m}$ mindestens 100 beträgt.

Lösung:

Die kleinsten Werte $E(\Lambda) = 10^3/\text{m}$ liegen bei $6 \leq \Lambda \leq 8$ und $15 \leq \Lambda \leq 19 \mu\text{m}$. Aus der Definition von $\tau_0(\Lambda) = E(\Lambda) \cdot D$ folgt als minimale Isolationsdicke $D = \tau_0(\Lambda)/E(\Lambda) = \frac{10^2}{10^3} \left[\frac{1}{1/\text{m}} \right] = 0,1 \text{ m}$.

In vielen Fällen werden für diese Entscheidung experimentell bestimmte Extinktionsspektren nicht zur Verfügung stehen. Man prüfe dann, ob für die betreffende Substanz in der Literatur wenigstens ein Transmissionsspektrum gefunden werden kann, z. B. in Nyquist [27]. Aus der Struktur des Transmissionsspektrums lassen sich sofort "Transmissionssfenster" ersehen (d. h. Bereiche der Wellenlängen, wo die Extinktionskoeffizienten klein bzw. die Transmissions-

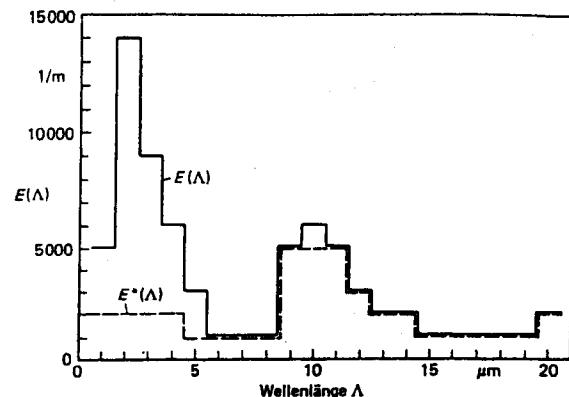


Bild 13. Extinktionsspektrum (in etwa Glasfasern entsprechend) $E(\Lambda)$ und $E^*(\Lambda)$, angegeben als Säulendiagramme in Abhängigkeit von der Wellenlänge Λ .

koeffizienten entsprechend groß sind, wie z. B. der Bereich $6 \leq \Lambda \leq 8 \mu\text{m}$ im Extinktionsspektrum im Bild 13 oder die Bereiche $1 \leq \Lambda \leq 5$ und $\Lambda \geq 30 \mu\text{m}$ im Extinktionsspektrum von SiO_2 -Aerogel im Bild 14). In den Transmissionsfenstern kann ein besonders großer Strahlungswärmeverlust entstehen. Es ist zu prüfen, ob größere Anteile des

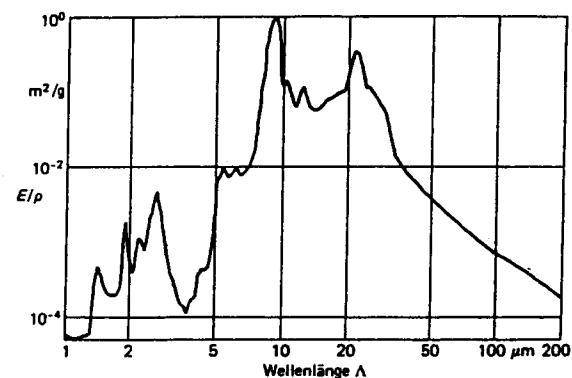


Bild 14. Dichtespezifische Extinktionskoeffizienten E/ρ von SiO_2 -Aerogel in Abhängigkeit von der Wellenlänge Λ [10]; ρ bezeichnet die Dichte der Isolation.

Strahlungsspektrums des schwarzen Körpers in die Transmissionsfenster fallen. Hierzu wird aus Bild 15 bei vorgegebener Temperatur die spektrale Lage des Maximums Λ_{Max} der Strahlungskurve entnommen. Fällt die Wellenlänge Λ_{Max} in ein Transmissionsfenster und ist es nicht möglich, entweder das Fenster durch Zugabe von "Trübungsmitteln" (s. Abschn. 3.) oder durch große Isolationsdicke (s. obiges Beispiel) zu schließen, ist bei Verwendung des in Abschn. 2.3.1. angegebenen Ausdrucks für λ_{Rad} Vorsicht geboten. Umgekehrt hat sich für nicht-transparente Isolatoren stets gute Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen λ_{Rad} ergeben.

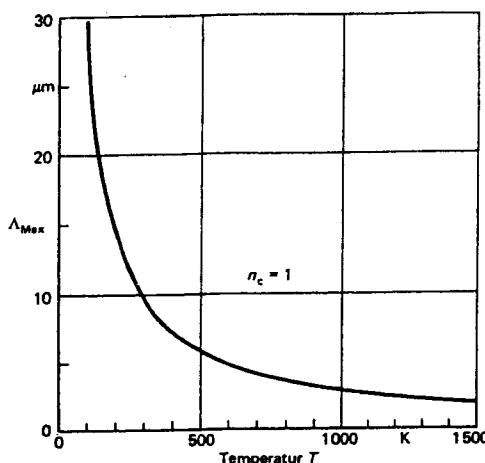


Bild 15. Wellenlänge A_{Max} , bei der für die vorgegebene Temperatur T das Maximum der Planckschen Strahlungskurve liegt (Wiensches Verschiebungsgesetz), berechnet für die Emission ins Vakuum (Vakuum-Brechungsindex $n_c = 1$).

2.3.1. \dot{Q}_{Rad} bei nicht-transparenten Isolationen

Von optischen Dicken $\tau_0(\Lambda) \geq 15$ für alle wichtigen Wellenlängen an ist die Lösung des Strahlungsdiffusionsmodells (Rosseland [29]) für die Berechnung von λ_{Rad} anwendbar:

$$\lambda_{\text{Rad}} = \frac{16 \cdot \sigma \cdot n^2}{3 \cdot E} \cdot T_{\text{Rad}}^3 \quad [\text{W}/(\text{K} \cdot \text{m})] \quad (15)$$

In dieser Gleichung bezeichnen σ die Stefan-Boltzmann-Konstante, $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$, n den Realteil des effektiven Brechungsindex der dispersen Isolationsstruktur (der bei hoher Porosität stets nahe eins ist), und T_{Rad} eine mittlere Strahlungstemperatur

$$\begin{aligned} T_{\text{Rad}}^3 &= \frac{T_1^4 - T_2^4}{4 \cdot (T_1 - T_2)} = (T_1^2 + T_2^2) \cdot (T_1 + T_2)/4 \\ &= \frac{T^{*3}}{4} \quad [\text{K}^3] \end{aligned} \quad (16)$$

T_1 und T_2 bezeichnen wieder die Wandtemperaturen. Sichere Ergebnisse können mit Gl. (15) und (16) im Bereich $120 \leq T_1 \leq 700 \text{ K}$, $100 \leq T_2 \leq 300 \text{ K}$ erzielt werden, wenn E hinreichend genau bekannt ist.

In der Fachliteratur werden T_{Rad}^3 oder T^{*3} verwendet.

Die physikalische Bedeutung des Extinktionskoeffizienten E in Gl. (15) muß im folgenden genau verstanden werden.

In einem grauen Medium ist E in Gl. (15) einfach eine temperaturunabhängige Konstante.

Ist das Isolationsmedium kein "grauer Strahler", wird für E in Gl. (15) ein wellenlängengemittelter Wert (und deswe-

gen prinzipiell temperaturabhängiger Wert) $E_R(T)$ von $E(\Lambda)$ benötigt. Berechnete dichtespezifische Werte dieses sog. Rosselandmittels sind in Bild 16a bis d für einige Isolationssubstanzen angegeben (ρ bezeichnet die Dichte der jeweiligen Isolation). Die in diesen Abbildungen enthaltenen Extinktionskoeffizienten E_R^*/ρ berücksichtigen bereits anistrope Streuung, gekennzeichnet durch den hinzugefügten Stern (vergl. die Ausführungen nach Beispiel 5). Die angegebenen E_R^*/ρ -Werte bleiben innerhalb des Porositätsbereichs $\Pi \geq 0,8$ ohne größere Korrekturen (maximal 20 %) gültig (Caps [10]), bei zunehmender Verdichtung setzt aber "abhängige Streuung" und damit eine Verringerung der E_R^*/ρ -Werte ein. Die $E_R^*(T)$ -Werte werden aus diesen Abbildungen bei $T = T_{\text{Rad}}$ abgelesen.

Beispiel 4

Die Temperaturen T_1 und T_2 der Begrenzungswände einer kontinuierlich aufgebauten Glasfaser-Wärmeisolierung mit $d = 4 \mu\text{m}$ Faserdurchmesser und $\rho = 200 \text{ kg}/\text{m}^3$ Dichte betragen 485,6 und 300 K. Man ermittle T_{Rad} , hiermit $E_R^*(T_{\text{Rad}})$ aus Bild 16a und berechne schließlich $\lambda_{\text{Rad}}(T_{\text{Rad}})$.

Lösung:

Zuerst wird nach Gl. (16) T_{Rad} bestimmt:

$$T_{\text{Rad}} = [(485,6^2 + 300^2) \cdot (485,6 + 300)/4]^{1/3} = 400,0 \text{ K}. \text{ Aus Bild } 16a \text{ folgt mit } d = 4 \mu\text{m} \text{ und } \rho = 200 \text{ kg}/\text{m}^3 \text{ für } E_R^*(T_{\text{Rad}}) \approx 1,6 \cdot 10^4 \text{ 1/m.}$$

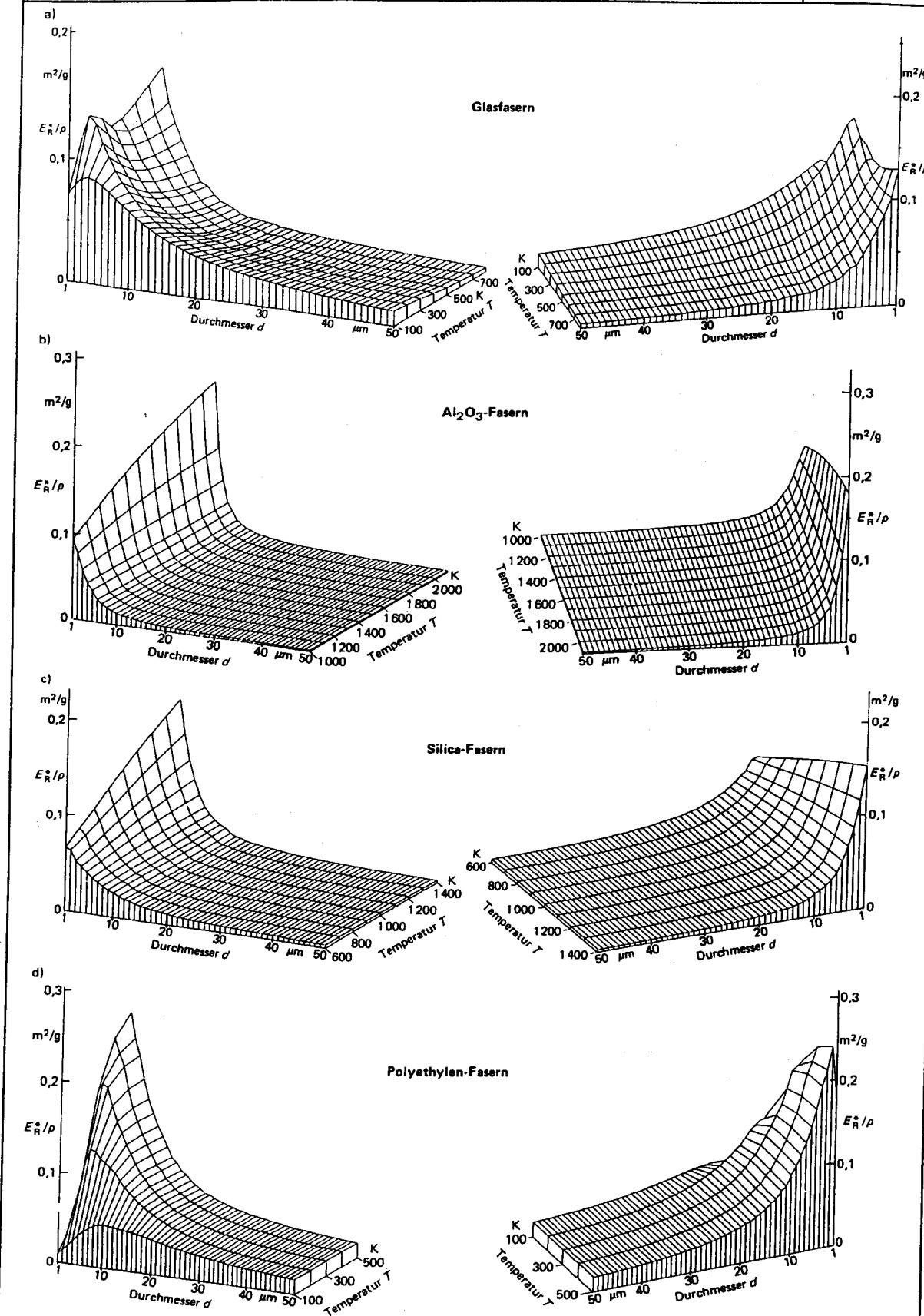
Bei nur schwach strukturierten Extinktionsspektren ist die Temperaturabhängigkeit des Rosselandmittelwertes gering. Wenn die Bilder 16a bis d die gesuchten gemittelten Extinktionskoeffizienten nicht enthalten, kann man sie aus möglicherweise vorhandenen spektralen Werten $E^*(\Lambda)$ wie folgt berechnen (Siegel [32], S. 474):

$$\frac{1}{E_R^*(T)} = \frac{\sum_{\Delta\Lambda} \frac{1}{E^*(\Lambda)} \cdot f_{\Lambda}(T) \cdot \Delta\Lambda}{\sum_{\Delta\Lambda} f_{\Lambda}(T) \cdot \Delta\Lambda} \quad [\text{m}] \quad (17)$$

Hierbei ist über alle Wellenlängenintervalle $\Delta\Lambda$ zu summieren, in denen die z. B. aus spektroskopischen Messungen bekannten, spektralen Extinktionskoeffizienten vorliegen. Die Gewichtungsfunktionen $f_{\Lambda}(T)$ sind gegeben durch

$$f_{\Lambda}(T) = \frac{\pi \cdot C_4 \cdot C_5}{2 \cdot \Lambda^6} \cdot \frac{1}{\sigma \cdot T^5} \cdot \frac{\exp\left(\frac{C_5}{\Lambda \cdot T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{C_5}{\Lambda \cdot T}\right) - 1\right]^2} \quad [1/\text{m}] \quad (18)$$

mit $C_4 = 5,9544 \cdot 10^{-17} \text{ [W} \cdot \text{m}^2]$ und $C_5 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ [K} \cdot \text{m}]$.



Der Verlauf der Gewichtungsfunktion $f_A(T)$ ist in Bild 17 für verschiedene Temperaturen angegeben.

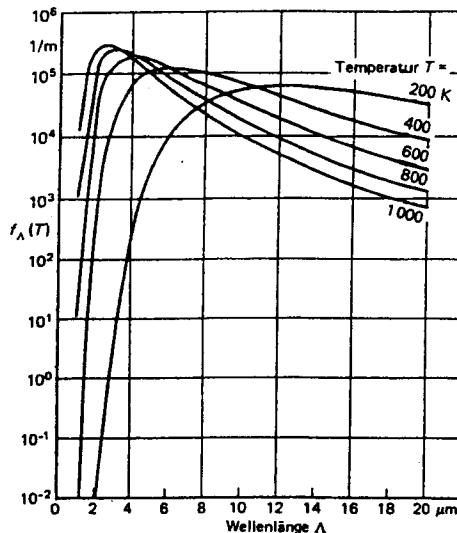


Bild 17. Gewichtungsfunktionen f_A gem. Gl. (18) in Abhängigkeit von Wellenlänge Λ und Temperatur T .

Beispiel 5

Mit den gleichen Wandtemperaturen wie in Beispiel 4 und dem Extinktionspektrum $E(\Lambda)$ des Bildes 13 berechne man mittels Gl. (17) und (18) oder Bild 17 nacheinander $E_R(T_{\text{Rad}})$ und $\lambda_{\text{Rad}}(T_{\text{Rad}})$ im Wellenlängenbereich $1 \leq \Lambda \leq 20 \mu\text{m}$. (Man beachte: In diesem Beispiel wird durch die Verwendung der $E(\Lambda)$ (ohne Stern) von Glasfasern fehlerhaft isotrope Streuung angenommen!)

Lösung:

Es ist $T_{\text{Rad}} = 400,0 \text{ K}$. Nach Gl. (17) wird

$$\frac{1}{E_R(T_{\text{Rad}})} = \frac{\frac{1}{5 \cdot 10^3} \cdot 5,54 \cdot 10^{-4} + \frac{1}{1,4 \cdot 10^4} \cdot 5,6 \cdot 10^2 + \dots + \frac{1}{2 \cdot 10^3} \cdot 8,611 \cdot 10^3}{5,54 \cdot 10^{-4} + 5,6 \cdot 10^2 + \dots + 8,611 \cdot 10^3},$$

Bild 16. Effektive, dichtespezifische, wellenlängengemittelte Extinktionskoeffizienten E_R^*/ϱ von Faserisolationen, berechnet mit komplexen spektralen Brechungsindizes nach der Mie-Theorie, in Abhängigkeit von Teilchendurchmesser d und Temperatur T ; a: Glasfasern; b: Keramikfasern; c: Silica-Fasern; d: Polyethylenfasern; die Rechnungen wurden für senkrechte Inzidenz vorgenommen (Faserachsen senkrecht zur Richtung einfallender Strahlung), die man bei Verwendung von Faserpapieren in etwa anstreben kann (vgl. Bild 10); wenn dagegen Glaswolle, Steinwolle mit ungeordneten Faserachsen vorliegt, müssen die angegebenen E_R^*/ϱ -Werte durch Multiplikation mit einem Faktor φ korrigiert werden; bei reiner Streuung ist $\varphi = 2/3$; Absorption erhöht φ : bei stark absorbierenden Fasern würde der Faktor etwa 4/5 betragen [10]; (φ ist auch vom Faserdurchmesser und von der Temperatur abhängig [24]); die experimentellen Werte für die Brechungsindizes stammen von [19] (a), [17] und [18] (b), [15] (c), [26] (d).

woraus $E_R(T_{\text{Rad}}) = 1,679 \cdot 10^3 \text{ l/m}$. Wenn man hiermit $\lambda_{\text{Rad}}(T_{\text{Rad}})$ berechnet, erhält man nach Gl. (15) mit $n^2 = 1$

$$\lambda_{\text{Rad}} = \frac{16 \cdot 5,669 \cdot 10^{-8}}{3 \cdot 1,679 \cdot 10^3} \cdot 400^3 \left[\frac{W \cdot K^3}{m^2 \cdot K^4 \cdot 1/m} \right] = W/(K \cdot m) = 0,0115 \text{ W/(K \cdot m)}.$$

Liegen weder berechnete $E_R^*(T)$ noch gemessene Spektren $E(\Lambda)$ bzw. $E^*(\Lambda)$ vor, kann man die in Tabelle 6 enthaltenen Extinktionskoeffizienten E^*/ϱ verwenden, um E^* für Gl. (15) zu bestimmen. Diese Koeffizienten sind aus kalorimetrischen (s. Abschn. 2.4.) oder spektroskopischen Messungen extrahiert oder nach der Mie-Theorie berechnet.

Obwohl in der älteren Literatur vorzugsweise beschrieben, ist isotrope Streuung nicht die Regel, sondern die nur für Spezialfälle (z. B. sehr kleine dielektrische Teilchen) näherungsweise erfüllte Ausnahme. Generell gilt, daß anisotrope Vorwärtsstreuung umso mehr zunimmt, je größer der Teilchendurchmesser ist. Vorwärtsstreuung führt zu einer Reduktion von $E(\Lambda)$ und damit auch von E_R auf Effektivwerte $E^*(\Lambda)$ bzw. $E_R^*(T)$, Rückwärtsstreuung entsprechend zur Vergrößerung. Vorwärtsstreuung ist besonders ausgeprägt bei Glasfasern im Wellenlängenbereich $1 \leq \Lambda \leq 6 \mu\text{m}$ (vergl. die $E(\Lambda)$ und $E^*(\Lambda)$ in Bild 13). Der Einfluß der Streuung auf den Extinktionskoeffizienten ist von der Orientierung der Fasern relativ zur Richtung des Temperaturgradienten in der Isolation abhängig (vergl. die Bildunterschrift von Bild 16). Dagegen ist die Streuung sehr feiner SiO_2 -Primärteilchen eher isotrop, und daher sind dort die $E^*(\Lambda)$ gleich den $E(\Lambda)$ des Beerschen Gesetzes (entsprechendes gilt für die Rosselandmittelwerte).

Die mögliche Auswirkung anisotroper Streuung auf berechnete λ_{Rad} wird aus folgendem Beispiel erkennbar:

Beispiel 6

Analog zum Beispiel 5 berechne man nun $E_R^*(T_{\text{Rad}})$ aus den $E^*(\Lambda)$ -Werten (mit Stern!) des Bildes 13 und hiermit den korrekten Wert von $\lambda_{\text{Rad}}(T_{\text{Rad}})$.

Lösung:

$$\frac{1}{E_R^*(T_{\text{Rad}})} = \frac{\frac{1}{2 \cdot 10^3} \cdot 5,54 \cdot 10^{-4} + \frac{1}{2 \cdot 10^4} \cdot 5,6 \cdot 10^2 + \dots + \frac{1}{2 \cdot 10^3} \cdot 8,611 \cdot 10^3}{5,54 \cdot 10^{-4} + 5,6 \cdot 10^2 + \dots + 8,611 \cdot 10^3},$$

woraus $E_R^*(T_{\text{Rad}}) = 1,413 \cdot 10^3 \text{ l/m}$. Wenn man diesen Wert für die Berechnung von λ_{Rad} verwendet, erhält man nach Gl. (15) mit $n^2 = 1$

$$\lambda_{\text{Rad}} = \frac{16 \cdot 5,669 \cdot 10^{-8}}{3 \cdot 1,413 \cdot 10^3} \cdot 400^3 \left[\frac{W \cdot K^3}{m^2 \cdot K^4 \cdot 1/m} \right] = W/(K \cdot m) = 0,0137 \text{ W/(K \cdot m)}.$$

Die Strahlungsleitfähigkeit λ_{Rad} hat sich durch die Berücksichtigung der bei Glasfasern wichtigen Vorwärtsstreuung gegenüber dem Beispiel 5 (wo fehlerhaft isotrope Strömung angenommen wurde) also um etwa 20 % erhöht!

Da viele in der Literatur angegebene Extinktionskoeffizienten unter der Annahme isotroper Streuung ermittelt sind, muß man zur Vermeidung von groben Fehlern $E(\Lambda)$ oder E_R in diesen Fällen vor der Verwendung in Gl. (15) die entsprechenden Effektivwerte umrechnen. Dies ist Gegenstand der Spezialliteratur (s. z. B. Caps [10]) und ohne Kenntnis der komplexen Brechungsindizes nicht möglich. Die Korrekturen können bei einzelnen Wellenlängen bis zu 90 % von $E(\Lambda)$ betragen. Wegen der Wellenlängenmitteilung reduzieren sich die Fehler in E_R gegenüber E^*_R aber meist auf 10 bis 20 % Abweichung.

Aus den berechneten λ_{Rad} -Werten ermittelt sich \dot{Q}_{Rad} wie im üblichen Wärmeleitungsgesetz.

2.3.2. \dot{Q}_{Rad} in bereichsweise IR-transparenten Isolationen

Zu den im infraroten (IR) Spektrum bereichsweise transparenten Isolationen gehören SiO₂-Aerogele (die überdies im sichtbaren Wellenlängengebiet durchsichtig sind) und "hochdisperse Kieselsäuren". Wegen ihrer Transparenz im sichtbaren Spektralbereich eignen sich Aerogele vorzüglich zur Energiegewinnung aus Sonneneinstrahlung (Fricke [13]), obwohl ihre IR-Transparenz Wärmeverluste verursacht.

Liegen keine Extinktionsspektren $E^*(\Lambda)$ vor, sondern nur gemittelte Werte E^*/ρ (s. Tabelle 6), kann man den Strahlungsverluststrom \dot{Q}_{Rad} wie bei einer homogenen, grauen, transparenten Schüttung mit kleiner optischer Dicke $\tau_0^* = E^* \cdot D$ zwischen parallelen ebenen Wänden näherungsweise ermitteln (Siegel [32], S. 480):

$$\dot{q}_{\text{Rad}} = \frac{\dot{Q}_{\text{Rad}}}{F} = \frac{\sigma \cdot (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{2}{\varepsilon_{\text{Wand}}} - 1 + \frac{3}{4} \cdot \tau_0^*} \quad [\text{W/m}^2] \quad (19)$$

mit den Absoluttemperaturen T_1 und T_2 in Kelvin.

Für Methoden zur genaueren Beschreibung der Strahlungsausbreitung in Aerogelen vergl. Caps [10].

Bei starker IR-Transparenz, d. h. wenn $\tau_0 < < 1$, kann sich für die Beschreibung des Strahlungstransports kein Wärmeleitungsausdruck ergeben. Aus numerischen Ergebnissen für die Gesamt-Wärmestromdichte oder aus deren Messung gelegentlich errechnete totale Wärmeleitfähigkeiten sind Pseudo-Wärmeleitfähigkeiten, da sie keine Materialkonstanten darstellen, sondern von der Schichtdicke D und den Emissionskoeffizienten ε der Wände, d. h. von den Meßapparaturen, abhängen.

Organische oder mit Trübungsmitteln dotierte (im Bereich der Wärmestrahlung somit nicht-transparente) monolithische Aerogele haben auch unter Normaldruck äußerst kleine Wärmeleitfähigkeiten [23], die die in Bild 19 dargestellten Werte noch unterschreiten. Die in Bild 19 beschriebenen Isolationen sind allerdings mit hohem Druck zu Platten gepreßt. Nach der Einteilung in Bild 1 sind diese Aerogele somit ebenfalls als Superisolationen anzusehen.

2.4. Gesamtwärmeverlust in nicht-transparenten kontinuierlichen Superisolationen

Die Gesamtwärmeleitfähigkeit λ_{Total} lautet

$$\lambda_{\text{Total}} = \lambda_{\text{Gas}} + \lambda_{\text{FK}} + \lambda_{\text{Rad}} \quad (20)$$

mit den Verlustkomponenten λ_{Gas} gemäß Gl. (2) mit Gl. (11), λ_{FK} gemäß Gl. (12) oder (13) und λ_{Rad} gemäß Gl. (15). Bezuglich der Möglichkeit freier Konvektion gelten

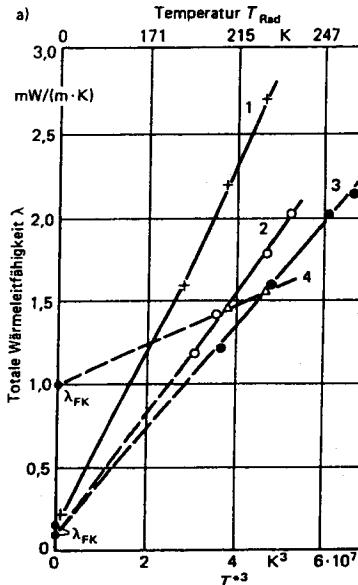


Bild 18a: Totale Wärmeleitfähigkeit λ von reinem SiO₂-Aerogel im Vakuum bei tiefen Temperaturen und verschiedene Dichten ρ [20]; Kurven 1 bis 4: $\rho = 70, 105, 125$ und 457 kg/m^3 .

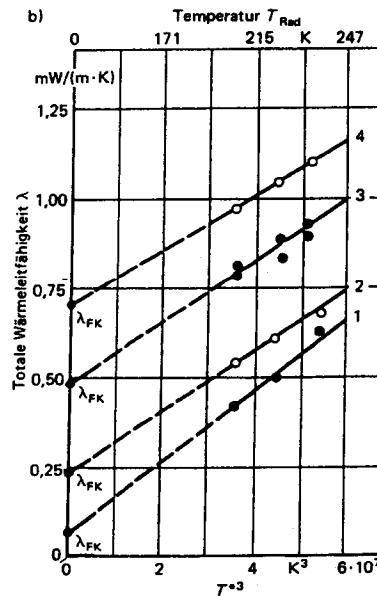


Bild 18b: Totale Wärmeleitfähigkeit λ von mit Trübungsmittel (Bronzezulver, 45 Gew.-%) dotierten SiO₂-Aerogel im Vakuum, bei tiefen Temperaturen und verschiedenen Dichten ρ [20]; Kurven 1 bis 4: $\rho = 66, 87, 105$ und 112 kg/m^3 .

die Anmerkungen im Anschluß an Gl. (10), ebenso die dort vorgenommenen Einschränkungen hinsichtlich der "additiven Näherung", die entsprechend auf die Wärmeleitfähigkeitskomponenten anzuwenden sind. Sinngemäß gilt hier: Die Näherung wird umso besser, je geringer der Restgasdruck und je größer der Extinktionskoeffizient ist. Für sehr genaue Analysen muß wieder die Forderung nach Energieerhaltung ($\nabla \cdot \vec{q}_{\text{Total}} = 0$) zur Ermittlung des Temperaturprofils und der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeitskomponenten berücksichtigt werden.

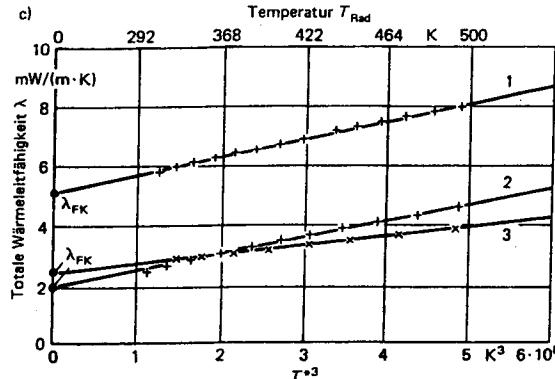


Bild 18c. Totale Wärmeleitfähigkeit λ von Pulver- und Faserisolierungen im Vakuum, bei mittleren und hohen Temperaturen und unter atmosphärischer Druckbelastung [4]; 1: Pulverisolierung: Fumed Silica + 16 % Fe_3O_4 -Pulver (Dichte $\rho = 270 \text{ kg/m}^3$, $\Pi = 0,9$); 2: Reines Borsilikatglasfaserpapier ($\rho = 300 \text{ kg/m}^3$, $\Pi = 0,885$); 3: Borsilikatglasfaserpapier, dotiert mit 30 % Fe_3O_4 -Pulver ($\rho = 330 \text{ kg/m}^3$); Faserdurchmesser jeweils 3 bis 5 μm .

Faßt man die Komponenten λ_{Gas} und λ_{FK} als näherungsweise temperaturunabhängig auf und zu einer Konstanten a zusammen, ergibt sich

$$\lambda_{\text{Total}} = a + \frac{16 \cdot \sigma \cdot n^2}{3 \cdot E} \cdot T_{\text{Rad}}^3 = a + b \cdot T_{\text{Rad}}^3 \quad (21)$$

mit dem Konstanten a und b und mit T_{Rad}^3 gem. Gl. (16).

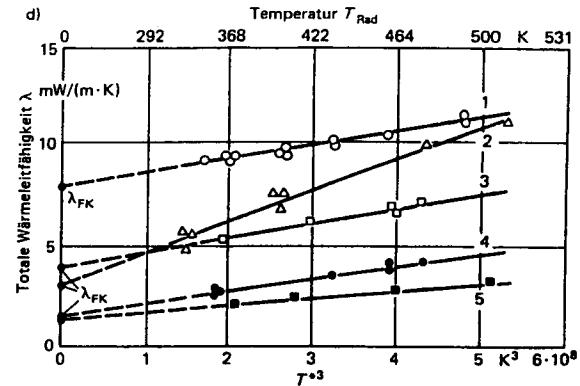


Bild 18d. Totale Wärmeleitfähigkeit λ von Pulver- und Faserisolierungen im Vakuum ($\rho_{\text{Gas}} \leq 1 \text{ Pa}$), bei mittleren und hohen Temperaturen und unter näherungsweise atmosphärischer Druckbelastung [37]. Kurve 1: Pulverisolierung "Minileit" (Fumed Silica + FeTiO_3 , Grünzweig + Hartmann AG, Ludwigshafen); Kurve 2: Pyrostop-Faserisolierung (40 % Al_2O_3 , 51 % SiO_2 , Faserpapier, Faserdurchmesser 3 bis 4 μm , Didierwerke AG, Wiesbaden); Kurve 3: Keramikfasern (99 % Al_2O_3 , Matte, Faserdurchmesser 5 μm , Didierwerke AG, Wiesbaden); Kurve 4: Borsilikatglasfaserpapier (Faserdurchmesser 0,6 μm , Lydall Inc.); Kurve 5: wie 4, aber mit 33 % Fe_3O_4 -Pulver als Trübungsmittel.

Tabelle 5. Festkörperkontakt-Wärmeleitfähigkeitskomponenten λ_{FK} verschiedener kontinuierlicher Superisolierungen.

Material	Dichte [kg/m³]	λ_{FK} [mW/(m·K)]	Referenz
Silica Aerogel	70	0,14	[Kaganer, 1969, p. 77]
Silica Aerogel (Santocel A)		0,06	[Cockett, 1960]
Silica Aerogel	457	1,0	[Kaganer, 1969, p. 77]
Silica Aerogel + 45 % Bronze-Pulver Massengehalt	87	0,23	[Kaganer, 1969, p. 97]
Silica Aerogel + 45 % Bronze-Pulver Massengehalt	105	0,48	[Kaganer, 1969, p. 97]
Silica Aerogel + 45 % Bronze-Pulver Massengehalt	112	0,70	[Kaganer, 1969, p. 97]
Silica Aerogel + 29 % Al-Pulver Massengehalt		0,14	[Kaganer, 1969, p. 92]
Silica Aerogel + 40 % Al-Pulver Massengehalt		0,18	[Kaganer, 1969, p. 92]
Silica Aerogel + 50 % Al-Pulver Massengehalt		0,18	[Kaganer, 1969, p. 92]
Silica Aerogel (Santocel A) + 40 % Al-Pulver		0,13	[Kaganer, 1969, p. 92]
Ca-Silikat (Microcel E)		0,35	[Cockett, 1960]
Ruß, $d = 0,1 \mu\text{m}$	250	4,0	[Serebryanyi, 1968]
Cement, $d = 5 \mu\text{m}$	1500	4,0	[Serebryanyi, 1968]
Perlit	100	0,1	[Kaganer, 1969, p. 78]
Perlit	150	0,16	[Kaganer, 1969, p. 78]
Perlit	360	0,8	[Kaganer, 1969, p. 78]
Fumed Silica + 16 % Fe_3O_4	270	5,1*	[Büttner, 1983]
Fumed Silica + 8 % TiO_2 + 8 % Fe_3O_4	270	5,9*	[Büttner, 1983]
Minileit (Fumed Silica + FeTiO_3), Grünzweig + Hartmann AG, Ludwigshafen	260	7,8*	[Ziegenbein, 1983]
reine Borsilikat-Glasfasern	300	1,9*	[Büttner, 1985]
keramische Fasern (99 % Al_2O_3), Didier AG, Wiesbaden	330	4,0*	[Ziegenbein, 1983]
Borsilikat-Glasfasern + 30 % Fe_3O_4	330	2,4*	[Büttner, 1985]

Die mit einem Stern (*) versehenen Meßwerte wurden unter Atmosphärendruck und im Vakuum ermittelt.

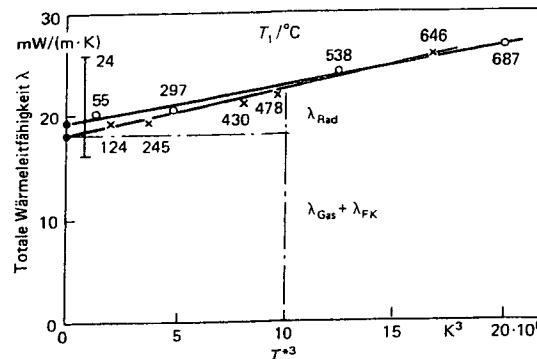


Bild 19. Gesamtleitfähigkeit λ_{Total} von zwei druckbelastbaren, mikroporösen, nichtevakuierten Hochtemperatur-Wärmeisolationen (Meßpunkte und Geraden) und, zum Vergleich, von Polyurethanschaumstoff (getrieben mit Fluortrichlormethan, senkrechter Balken), aufgetragen gegen $T^3 = 4 T^3_{\text{Rad}}$ [28]. Meßwerte (Kreuze bzw. offene Kreise) wurden von den Herstellern (Micropore Europa N. V., Sint Niklaas, Belgien, bzw. Wacker Chemie GmbH, Kempten) zur Verfügung gestellt und gelten für die Dichten 254 kg/m^3 bzw. 344 kg/m^3 . Die Meßwerte wurden vom Forschungsinstitut für Wärmeschutz e.V., München, aufgenommen. Zahlen an den Meßpunkten und am Balken bezeichnen T_1 in °C. Die Vollkreise bezeichnen die Schnittpunkte $\lambda(T_{\text{Rad}} = 0) = \lambda_{\text{Gas}} + \lambda_{\text{FK}}$, die sich aus der Extrapolation der Geraden (Anpassung nach kleinsten Fehlerquadrate) ergeben. Für den Schaumstoff enthält die Balkenbreite den Einfluß der Alterung dieses Materials über 5 Jahre (Meßwerte aus [21]).

Tabelle 6. Effektive, dichtespezifische, wellenlängengemittelte Extinktionskoeffizienten E^*/ρ verschiedener Superisolierungen, extrahiert aus kalorimetrischen Messungen, berechnet aus spektroskopischen Meßwerten oder berechnet nach der Mie-Theorie.

Material	kalorimetrisch (E^*/ρ) [m²/g]	spektroskopisch (E^*/ρ) [m²/g]	theoretisch (E^*/ρ) [m²/g]
<i>a) nichttransparente Isolierungen</i>			
Fumed Silica + 16 % Fe_3O_4	0,046 ¹⁾	0,042 ²⁾	
reine Borsilikat-Glasfasern, $d = 3$ bis $5 \mu\text{m}$	0,058 ¹⁾	0,06 ³⁾	0,06 ³⁾
Fiberglas bonded mats, $d = 14 \mu\text{m}$	0,011 ⁴⁾	0,0087 ⁴⁾	
Fiberal (Al_2O_3 -Fasern), $d = 5$ bis $10 \mu\text{m}$	0,019 ⁵⁾	0,014 ⁵⁾	
Borsilikat-Glasfasern + 30 % Fe_3O_4	0,077 ¹⁾		
Borsilikat-Glasfasern + 33 % Fe_3O_4	0,067 ⁶⁾ (E/ρ)	0,058 ⁶⁾	
Polyesterfasern			
$d = 40 \mu\text{m}$	0,0135 ⁷⁾	0,0138 ⁷⁾	
$d = 26 \mu\text{m}$	0,0229 ⁷⁾	0,0253 ⁷⁾	0,0247 ⁷⁾
$d = 16 \mu\text{m}$	0,0407 ⁷⁾	0,0422 ⁷⁾	0,0401 ⁷⁾
Polypropylenfasern			
$d = 20 \mu\text{m}$, rein		0,0328 ⁷⁾	
einseitig bedampft mit			
$0,05 \mu\text{m}$ Al		0,106 ⁷⁾	
$0,10 \mu\text{m}$ Al		0,112 ⁷⁾	
<i>b) bereichsweise transparente Isolierungen</i>			
Silica-Aerogel, $\rho \leq 125 \text{ kg/m}^3$, $T_1 \leq 300 \text{ K}$	0,0199 ⁸⁾		

1) [3]; 2) [8]; 3) [9]; 4) [6]; 5) [7];

6) [37]; die angegebenen E^*/ρ -Werte liegen nahe an den E^*/ρ -Werten, da in stark mit Fe_3O_4 dotierten Glasfasern die Absorption überwiegt.

7) [25]

8) [20, S. 77]; diese E^*/ρ -Werte sind nur bei kleinen Dichten und tiefen Temperaturen gültig.

In den Fällen 4) bis 6) haben die Autoren isotrope Streuung angenommen; bei 4) und 5) wurden darüber hinaus die kalorimetrischen Messungen nicht im Vakuum vorgenommen; diese E^*/ρ -Werte können daher nur zur Abschätzung dienen. Alle Angaben in Prozent für die Trübungsmittelzusätze sind auf den Massengehalt bezogen.

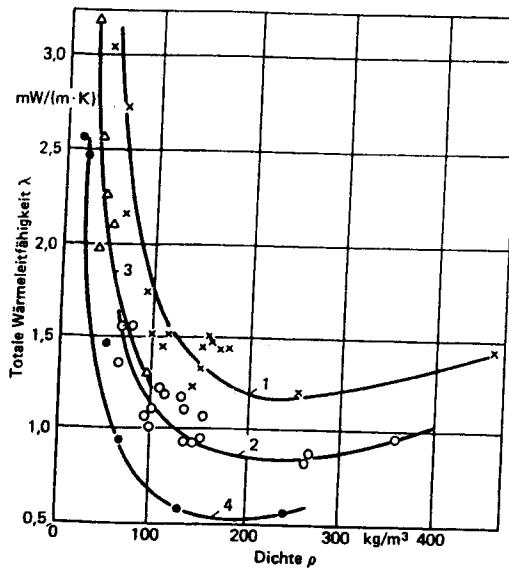


Bild 20. Abhängigkeit der totalen Wärmeleitfähigkeit λ bei evakuierten Pulver- und Faserisolierungen von der Dichte ρ [20]; Kurve 1: SiO₂-Aerogel; 2: Perlit; 3: Schaumstoff; 4: Glaswolle (Faserdurchmesser 1,2 μm); Randtemperaturen $T_1 = 293 \text{ K}$, $T_2 = 90 \text{ K}$.

Alle Rechte vorbehalten © VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1994

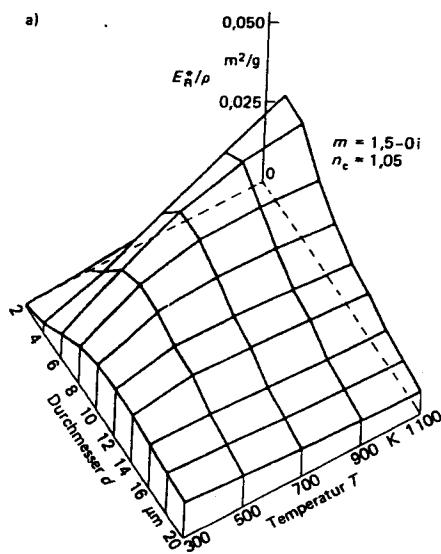


Bild 22. Effektive, dichten spezifische, wellenlängengemittelte Extinktionskoeffizienten von sphärischen Teilchen, berechnet nach der Mie-Theorie mit komplexen, wellenlängenunabhängigen Brechungssindizes $m = n - i \cdot k$ zur Abschätzung der optimalen Durchmesser von Trübungsmitteln, angegeben in Abhängigkeit von Teilchendurchmesser d und Temperatur T ; $m = 1,5 - 10^{-3}i$ entspricht in etwa SiO₂, $m = 2 - 10^{-3}i$ in etwa TiO₂, $m = 1,5 - 0i$ ist zum Vergleich gerechnet (Einfluß des Absorptionskoeffizienten k). Um aus diesen Diagrammen den Betrag der Extinktionskoeffizienten für ein reales Material entnehmen zu können, muß geprüft werden, ob dessen Brechungsindex m im infrage kommenden Wellenlängenbereich etwa den hier verwendeten wellenlängenunabhängigen Werten entspricht. Außerdem müssen die hier angegebenen Werte der Extinktionskoeffizienten mit dem Verhältnis $5000/\rho_F$ (unter Benutzung der tatsächlichen Dichte ρ_F des jeweils vorliegenden Festkörper-Grundmaterials) multipliziert werden.

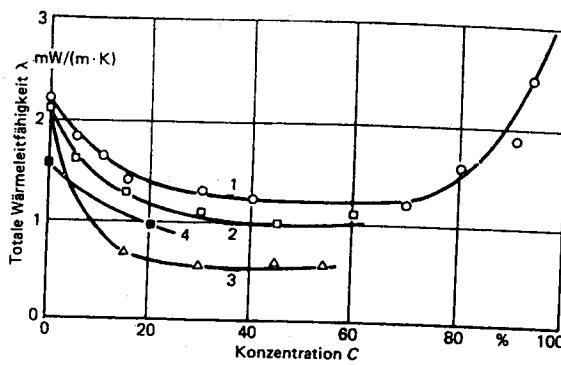
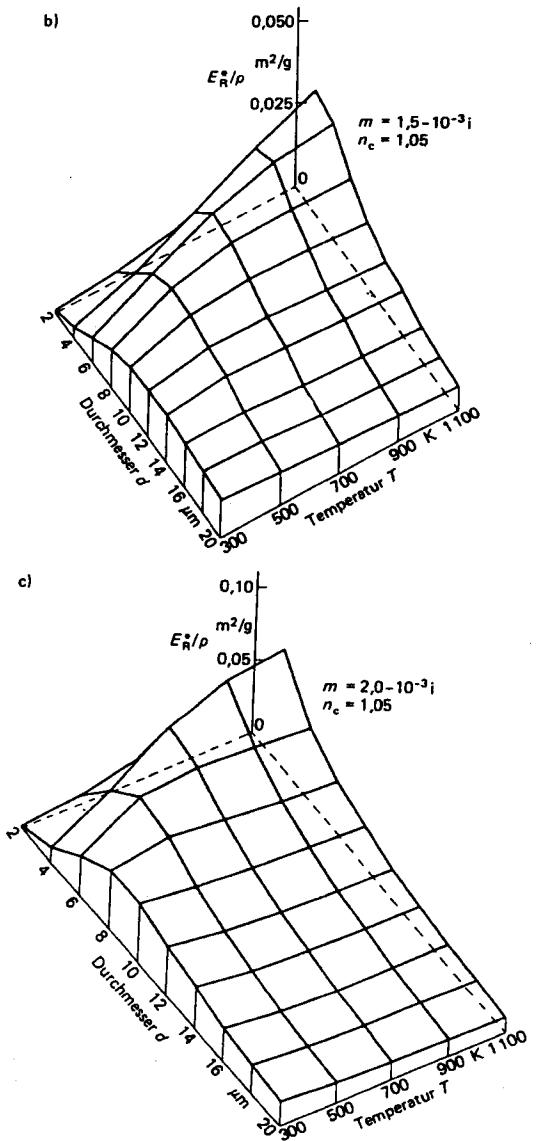


Bild 21. Totale Wärmeleitfähigkeit λ von evakuierten Pulvern ($\rho_{\text{Gas}} \leq 0,1 \text{ Pa}$) in Abhängigkeit von der Konzentration C (Massenanteil) des zugegebenen Trübungsmittels (Al-Teilchen) bei tiefen Temperaturen [21]; Kurve 1: SiO₂-Aerogel mit Al-Flakes; 2: Perlit mit Al-Pulver; 3: SiO₂-Aerogel mit Al-Pulver; 4: Perlit mit Al-Pulver.



- Edelgasfüllungen (kleine λ_0 -Werte) und große Knudsen-Zahlen Kn (Evakuieren und Reduktion der Poredurchmesser) gem. Gl. (2);
- Verwendung von Teilchengrundsubstanzen mit kleinen Festkörperleitfähigkeiten λ_F und großen Elastizitätsmoduln Y ; Druckbelastungen P sind zu vermeiden, vergl. Gl. (12) oder (13);
- große Folienzahl N und kleine Emissionsvermögen ϵ_{Wand} und ϵ_{Folie} gem. Gl. (6) oder mit
- hohen Extinktionskoeffizienten E gem. Gl. (15).

Große Extinktionskoeffizienten E können durch Erhöhung der Isolationsdichte, Bild 20, sowie durch sog. IR-Trübungsmittel erzielt werden, Bild 21. Man findet in fast allen Fällen eine optimale Dichte und eine optimale Trübungsmittelkonzentration. Bei zu geringer Dichte oder Konzentration ist die Substanz noch strahlungsdurchlässig, so daß λ_{Rad} große Werte annimmt. Bei zu großer Dichte oder Konzentration erhöht sich λ_{FK} durch die zunehmende Anzahl von Festkörperkontakteen.

Die Auswahl der Trübungsmittel (z. B. Al-Pulver, Metalloxide, Ruß) muß nach ihren experimentell bestimmten Extinktionspektren oder nach deren Berechnung mittels Anwendung der Mie-Theorie erfolgen. Für die Rechnungen (s. z. B. Caps [10]) benötigt man die spektralen komplexen Brechungssindizes und verlässliche Angaben über die Teilchendurchmesser.

Für dielektrische und nicht stark absorbierende sphärische Teilchen existieren optimale Teilchendurchmesser, die aus Bild 22 a bis c abgelesen werden können. Die dort eingezeichneten Rosseland-Mittelwerte $E^*_R(T)/\varrho$ sind unter Berücksichtigung anisotroper Streuung aus der Mie-Theorie berechnet (ϱ bezeichnet die Pulverdichte).

Alle drei Diagramme wurden mit konstanter Dichte des Festkörper-Grundmaterials $\varrho_F = 5\,000 \text{ kg/m}^3$ gerechnet und dienen nur dazu, die Existenz des optimalen Teilchendurchmessers auch bei sphärischen Teilchen zu veranschaulichen. Analoge Diagramme für ein reales Trübungsmittel (Fe_3O_4 , berechnet mit der entsprechenden Dichte des Festkörper-Grundmaterials) findet man bei Bauer [2].

4. Verzeichnis der wichtigsten Abkürzungen und Symbole

D	m	Isolationsdicke
d	m	Teilchendurchmesser
E	$1/\text{m}$	Extinktionskoeffizient (Streuung und Absorption) nach Lambert-Beerschem Gesetz
E^*	$1/\text{m}$	Effektivwert von E , der auf anisotrope Streuung korrigiert ist
E^*_R	$1/\text{m}$	Rosselandmittelwert der spektralen E^* -Werte
Kn	—	Knudsen-Zahl Gl. (4)
k	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	k -Werte, $k = \dot{Q}_{\text{Total}}/(F \cdot \Delta T)$
l	μm	freie Weglänge
m	—	komplexer Brechungsindex
N	—	Folienzahl
n	—	Effektivwert des Realteils vom komplexen Brechungsindex m

P	Pa	Auflagedruck
p	Pa	Druck
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{q}	W/m^2	Wärmestromdichte
T	K	Absoluttemperatur
T_1, T_2	K	Wandtemperaturen, $T_1 \geq T_2$
T_{Rad}	K	mittlere Strahlungstemperatur einer Isolationsschicht, Gl. (16)
α	—	Akkommodationskoeffizient eines Gases an einer Wand
β	—	Korrekturgröße zur Knudsen-Zahl, Gl. (3)
δ	μm	Folienabstand oder Poredurchmesser
ε	—	wellenlängengemitteltes, hemisphärisches, thermisches Emissionsvermögen
Λ	μm	Wellenlänge
Λ_{Max}	μm	Wellenlänge, bei der das Maximum der Strahlungsintensität des Schwarzen Körpers auftritt
λ	$\text{W}/(\text{K} \cdot \text{m})$	Wärmeleitfähigkeit
λ_0	$\text{W}/(\text{K} \cdot \text{m})$	Wärmeleitfähigkeit eines Gases bei Normaldruck
λ'	$\text{W}/(\text{K} \cdot \text{m})$	Pseudo-Wärmeleitfähigkeit, die u. a. von der Probendicke abhängt
Π	—	Porosität, $\Pi = 1 - \varrho/\varrho_F$
ϱ	kg/m^3	Dichte von Pulver oder Fasern
σ	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$	Stefan-Boltzmann-Konstante, $\sigma = 5,669 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$
ϑ	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur
ϑ_1, ϑ_2	$^{\circ}\text{C}$	Wandtemperatur, $\vartheta_1 \geq \vartheta_2$
τ_0	—	optische Dicke Gl. (14)

Indizes

F	Festkörper
FK	Festkörperkontakte
Gas	Restgas
Rad	Strahlung

5. Schrifttum

- [1] v. Ardenne, M.: Tabellen zur Angewandten Physik, III. Band. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1973).
- [2] Bauer, A.: Analytische Modellierung des Strahlungswärmestromes in Superisolationen. Diplomarbeit, Lehrstuhl C für Thermodynamik der TU München (1990).
- [3] Büttner, D., J. Fricke, R. Krapf u. H. Reiss: Measurement of the thermal conductivity of evacuated load-bearing, high-temperature powder and glass board insulations with a $700 \times 700 \text{ mm}^2$ guarded hot plate device. Proc. 8th Europ. Conf. Thermophys. Prop., Baden-Baden (1982), High Temperatures — High Pressures 15 (1983), S. 233/40.
- [4] Büttner, D., J. Fricke u. H. Reiss: Thermal conductivity of evacuated load bearing powder and fiber insulations — Measurements with the improved $700 \times 700 \text{ mm}^2$ variable load guarded hot plate device. Proc. 9th Europ. Conf. Thermophys. Prop., Manchester (1984), High Temperatures — High Pressures 17 (1985), S. 333/41.
- [5] Büttner, D., A. Kreh, J. Fricke u. H. Reiss: Recent advances in thermal superinsulations. Proc. 11th Europ. Conf. Thermophys. Prop., Umeå (1988), High Temperatures — High Pressures 21 (1989), S. 39/50.

[6] Cabannes, F., J.-C. Maurau, H. Hyrien u. S. M. Klarsfeld: Radiative heat transfer in fibreglass insulating materials as related to their optical properties. *High Temperatures — High Pressures* 11 (1979), S. 429/34.

[7] Cabannes, F.: Propriétés infrarouges et conductivité thermique par rayonnement des isolants thermiques fibres réfractaires. *Rev. int. hautes Tempér. Réfract.*, Fr., 17 (1980), S. 120/33.

[8] Caps, R., D. Büttner, J. Fricke u. H. Reiss: Improving the extinction properties of an evacuated high temperature powder insulation. *Proc. 8th Europ. Conf. Thermophys. Prop.*, Baden-Baden (1982), *High Temperatures — High Pressures* 15 (1983), S. 225/32.

[9] Caps, R., A. Trunzer, D. Büttner, J. Fricke u. H. Reiss: Spectral transmission and reflection properties of high temperature insulation materials. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 27 (1984), S. 1865/72.

[10] Caps, R.: Strahlungswärmeströme in evakuierten thermischen Superisolations, Dissertation, Phys. Institut der Univ. Würzburg (1985).

[11] Cockett, A. H., u. W. Molnar: Recent improvements in insulants. *Cryogenics* (September 1960), S. 21/26.

[12] Eucken, A.: Allgemeine Gesetzmäßigkeiten über das Wärmeleitvermögen verschiedener Stoffarten und Aggregatzustände. *Fortsch. Geb. Ing. Wes.* 11 (1940), S. 6/20.

[13] Fricke, J. (Hrsg.): Aerogels. Springer Proc. in Phys. 6 (1986), Springer-Verlag Berlin, Heidelberg.

[14] Fricke, J., R. Caps, E. Hümmel, G. Döll, M. C. Arduini u. F. De Ponte: Optically thin fibrous insulations. *ASTM C 16 Meeting*, Bal Harbour, Florida (Dec. 1987).

[15] Gaskell, P. H., u. D. W. Johnsen: The optical constants of quartz, vitreous silica and neutron-irradiated vitreous silica (I). *J. Non-Cryst. Solids* 20 (1976), S. 153/69.

[16] Glaser, P. E., I. A. Black, R. S. Lindstrom u. F. E. Ruccia: Thermal Insulation Systems — A Survey. NASA SP-5027 (1967).

[17] Harris, L.: Preparation and infrared properties of aluminum oxide films. *J. Optical Soc. America* 45 (1955) S. 27/29.

[18] Harris, L., u. J. Piper: Transmittance and reflectance of aluminum oxide films in the far infrared. *J. Optical Soc. America* 52 (1962), S. 223/24.

[19] Hsieh, C. K., u. K. C. Su: Thermal radiative properties of glass from 0,32 to 206 µm. *Solar Energy* 22 (1979), S. 37/43.

[20] Kaganer, M. G.: Thermal Insulation in Cryogenic Engineering. Engl. Übersetzung durch A. Moscona, Israel Progr. Sci. Transl., Jerusalem (1969) von Teplovaya Izolyatsiya v Tekhnike Nizkikh Temperatur, Izdatel'stv "Mashinostroenie", Moskau (1966).

[21] Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen, 6. Aufl., IV. Band, Eigenschaften der Materie in ihren Aggregatzuständen, 4. Teil, Wärmetechnik. Springer-Verlag, Berlin (1972).

[22] Langer, H., u. W. Rust: Wärmeisolierung durch Superisolations. *Forschungsbericht T 75-42*, BMFT (Dez. 1975).

[23] Lu, X., P. Wang, M. C. Arduini-Schuster, J. Kuhn, D. Büttner O. Nilsson, U. Heinemann u. J. Fricke: Thermal transport in organic and opacified silica monolithic aerogels. *J. Non-Cryst. Solids* 145 (1992) 207/210.

[24] Mathes, R., J. Blumenberg u. K. Keller: Radiative heat transfer in insulations with random fibre orientation, *Int. J. Heat Mass Transfer* 33 (1990), S. 767/770.

[25] Mayer, G.: IR-optische Untersuchungen an Faserdämmstoffen. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Würzburg, Report E 21-0589-3 (1989).

[26] McKay, N. L., T. Timinsk u. B. Farnworth: Determination of optical properties of fibrous thermal insulation. *J. Appl. Phys.* 51 (1984), S. 4064/71.

[27] Nyquist, R. A., u. R. O. Kagel: Infrared Spectra of Inorganic Compounds (3800 — 45 cm⁻¹). Academic Press, New York und London (1971).

[28] Reiss, H.: Wärmeströme in thermischen Isolierungen. *Phys. Bl.* 48 (1992), S. 617/622.

[29] Rosseland, S.: Astrophysik auf atomtheoretischer Grundlage. In: Born, M., u. J. Franck (Hrsg.), *Struktur der Materie in Einzeldarstellungen*. Verlag von Julius Springer, Berlin (1931).

[30] Schäfer, L.: Untersuchungen zur Wärmeleitfähigkeit von bereichsweise gestützten Folienisolationen anhand eines dynamischen Meßverfahrens. Diplomarbeit, Phys. Institut der Universität Würzburg (1986).

[31] Serebryanyi, G. L., L. B. Zarudnyi u. S. N. Shorin: Measurement of the heat conductivity coefficient of vacuum-powder insulation at high temperatures. Engl. Übersetzung von Teplofizika Vysokikh Temperatur 6 (1968), S. 547/48, Plenum Publ. Corp., New York (1968).

[32] Siegel, R., u. J. R. Howell: *Thermal Radiation Heat Transfer*. McGraw Hill Kogakusha Ltd., Tokio (1972).

[33] Sutherland, W.: The viscosity of gases and molecular force. *Phil. Mag.* 36 (1893), S. 507/31.

[34] Tien, C. L., u. G. R. Cunningham: Cryogenic Insulation Heat Transfer. In: Irvine, T. F., Jr., u. J. P. Hartnett (Hrsg.), *Advances in Heat Transfer* 9 (1973), S. 349/417.

[35] Verschoor, J. D., u. P. Greebler: Heat transfer by gas conduction and radiation in fibrous insulations. *Journal of Heat Transfer* 74 (Aug. 1952), S. 961/68.

[36] Wakao, N., u. D. Vortmeyer: Pressure dependency of effective thermal conductivity of packed beds. *Chem. Eng. Science* 26 (1971), S. 1753/65.

[37] Ziegenbein, B.: Evacuated high-temperature insulations for electrochemical batteries. *Proc. 8th Europ. Conf. Thermophys. Prop.*, Baden-Baden (1982), *High Temperatures — High Pressures* 15 (1983), S. 329/34.